

Einige Regeln für den Aufbau von Zwischenfrequenz-Verstärkern

(Mitteilung aus dem T. A. funken-Laboratorium)

Zwischenfrequenz-Verstärker mit Verstärkungen in der Größenordnung von 10^5 bis 10^6 erfordern einen sorgfältigen Aufbau, wenn unerwünschte Entdämpfung und Schwingneigung vermieden werden sollen. Nachstehend werden die wichtigsten Forderungen zusammengestellt, die erfüllt sein müssen, damit der Verstärker einwandfrei arbeitet. Sie müssen um so sorgfältiger beachtet werden, je höher die Zwischenfrequenz gewählt wird, je breiter das zu übertragende Frequenzband und je höher die gesamte Verstärkung ist.

1. Siebung der Zuführungsleitungen für Heizung und Anodenspannung

Die Leitungen, die Heizspannung und Anodenspannung an die Röhren heranführen, durchlaufen den ganzen Verstärker. Sie können leicht eine am Ausgang des Verstärkers aufgefangene Spannung noch vorn zurückführen. Dies aber bedeutet Rückkopplung. Auf gute Siebung dieser Leitungen muß daher schon beim Entwurf des Schaltbildes geachtet werden.

Der sicherste Weg ist immer, in alle Zuführungsleitungen eine Serienverdrosselung einzubauen. Für die Heizleitung ergibt sich dabei die in Abb. 1 gezeigte Schaltung.

Diese Art der Verdrosselung hat den Vorteil, daß sich von Stufe zu Stufe die Siebwirkung erhöht. Sie hat den Nachteil, daß ein Spannungsabfall längs der Siebkette auftritt. Röhre 4 erhält die höchste, Röhre 1 die niedrigste Heizspannung. Die Drosseln müssen daher sorgfältig dimensioniert werden. Die Induktivität soll groß, der ohmsche Widerstand dagegen möglichst klein sein. Beim Bau derartiger Drosseln wird daher vorteilhaft von Ferrit-Kernen mit einer Permeabilität von 500 bis 1000 Gebrauch gemacht. Jedes Siebglied einer Stufe, bestehend aus Spule und zugehörigem Kondensator, soll so dimensioniert werden, daß die Siebwirkung größer oder mindestens gleich der Stufenverstärkung ist.

Bei der Montage einer solchen Serienverdrosselung ist zu beachten, daß die Erdpunkte E_n , die in Abb. 1 gleiche Bezeichnung besitzen, an den gleichen Punkt des Chassis gelegt

werden. Die Begründung dafür wird unter Punkt 3 gegeben. Am einfachsten werden die Kondensatoren C_n mit einem Ende unmittelbar an dem geerdeten Heizstift des Röhrensockels angelötet. Die Drosseln, die schaltbildmäßig zwischen je zwei benachbarten Röhren liegen, sollen auch räumlich zwischen den entsprechenden Röhren liegen. Man vergleiche hierzu den Aufbauplan der Abb. 1a mit Abb. 1. Beide Abbildungen benutzen die gleichen Bezeichnungen.

Die analoge Serienverdrosselung einer Anodenleitung ist in Abb. 2 gezeigt. Die zur Siebung benutzten Widerstände W können stets durch Drosseln ersetzt werden. Dann wird der Spannungsabfall längs der Widerstandsreihe vermieden. Bei der Montage sollen die mit C bezeichneten Tiefpunkt-kondensatoren der Abb. 2 erdseitig nicht an den oben für die Heizung benutzten Erdpunkt gelegt werden. Sie werden vielmehr zweckmäßig zu dem gleichen Erdpunkt wie das Bremsgitter geführt. (Vergl. hierzu Punkt 3.) Für die räumliche Anordnung der Drosseln bzw. Widerstände gilt dasselbe wie bei der Heizleitung. Auch sie werden zwischen je zwei Röhren montiert.

Bisweilen wird zur Röhrenkontrolle eine Messung der Anodenströme verlangt. Auch in diesem Fall kann eine Serien-Verdrosselung angewendet werden. In Abb. 3 ist eine mögliche Schaltung hierfür gezeigt. Die Anodenspannung wird diesmal über Serierendrosseln zugeführt. Die Spannungsabfälle an den Meßwiderständen W_1 bis W_4 können an den Enden 1...4 der Drosselketten gegen $+A$ gemessen werden. Zu beachten ist, daß jeder Meß- und Siebwiderstand W_1 bis W_4 räumlich in unmittelbarer Nähe seiner Röhre angeordnet sein muß. Die Drosseln liegen wie vorher zwischen den ihnen zugeordneten Röhren. Die Drosseln erscheinen in Abb. 3 zum Teil mit der gleichen Bezeichnung. Alle gleich benannten Drosseln können zu einer Mehrfachdrossel zusammengefaßt werden, indem beim Aufbau mehrere Drähte übereinander auf den gleichen Wickelkörper aufgebracht werden. Dadurch verringert sich der Raumbedarf. Dieser Vorteil entfällt, wenn die Siebketten aus Widerständen aufgebaut werden.

In der Praxis wird häufig festzustellen sein, daß ein Teil der in Abb. 1 bis 3 angeführten Siebmittel eingespart werden kann. Dies trifft oft für die Heizleitungen der Abb. 1 zu, wenn diese so verlegt werden, daß sie mit dem Chassis keine großen Schleifen bilden und nicht in der Nähe von Hochpunkten vorbeilaufen. Dann kann ein Teil der eingezeichneten Sieb-Kondensatoren oder auch der Drosseln fortfallen. So kann es in günstig gelagerten Fällen genügen, in Abb. 1 nur die Siebglieder in der ersten und letzten Stufe einzubauen. Manchmal kann ohne Nachteil auf die Kondensatoren an den Heizfäden der Zwischenstufen verzichtet werden. Ähnliche Verhältnisse liegen in Abb. 3 vor. Gelingt es, die Drosseln, die die gleiche Bezeichnung tragen, durch gemeinsamen Aufbau auf einem Körper genügend fest zu koppeln, dann ist ein einziger Kondensator an jeder Drosselgruppe zur Siebung ausreichend.

Um den oben erwähnten Spannungsabfall auf der Heizleitung klein zu halten, verwenden Geräte bisweilen eine Heizverdrosselung gemäß Abb. 4. Man benutzt dabei die Tatsache, daß die Rückkopplungsgefahr zwischen zwei benachbarten Stufen meist gering ist. Dies ist besonders dann richtig, wenn die Stufenverstärkung klein ist. Dann können je zwei Röhren in der Heizung gruppenweise zusammengefaßt und in Serienschaltung verdrosselt werden. Die Einspeisung erfolgt in der Mitte oder wie in Abb. 4 etwas nach einem Ende des Verstärkungszuges hin verlagert. Beim Aufbau ist darauf zu achten, daß die Zuführung vom Transformator auch geometrisch an der Stelle er-

folgt, die dem Schaltbild entspricht. Insbesondere darf die mit a bezeichnete Leitung nicht ohne Abschirmung an den hinteren Stufen vorbeigeführt werden. Wird eine Abschirmung verwendet, dann müssen die Erdpunkte der Abschirmung sorgfältig überlegt werden. Man vergleiche hierzu die nachstehenden Bemerkungen. Eine weitere gelegentlich angewendete Form der Heizspannungszuführung ist in Abb. 5 dargestellt. Wieder werden die Röhren paarweise gespeist. Die Heizleitungen sind abgeschirmt verlegt. Sie verlaufen unmittelbar auf dem Chassis und verbinden je zwei benachbarte

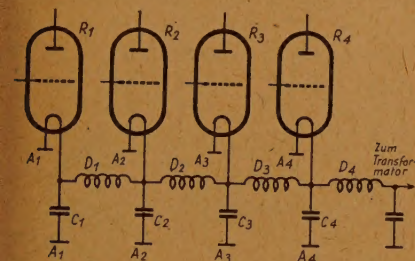


Abb. 1 Serienverdrosselung der Heizleitung

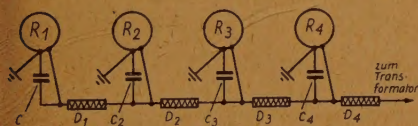


Abb. 1a Richtiger Aufbau einer Heizleitung mit Serienverdrosselung

und letzten Röhrenpaar genügen. Rückkopplungseffekte über die Heizung sind bei dieser Schaltung leicht auffindbar. Dazu wird bei aufgeheizten Röhren eine Gruppe von Röhren kurzzeitig vom Transformator abgetrennt.

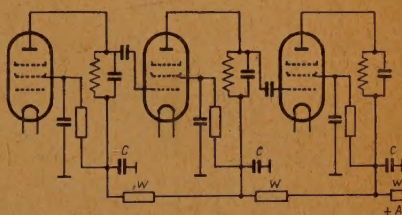


Abb. 2 Serienverdrosselung einer Anodenspannungsleitung

Stufen. Die Abschirmung ist an jeder Röhre an den zugehörigen Erdpunkt der Heizung geführt. Dann verläßt die abgeschirmte Leitung den Baustein und läuft mit oder ohne Einschaltung einer Seriendrossel zum Transformator. Meistens wird der Einbau einer Seriendrossel am ersten

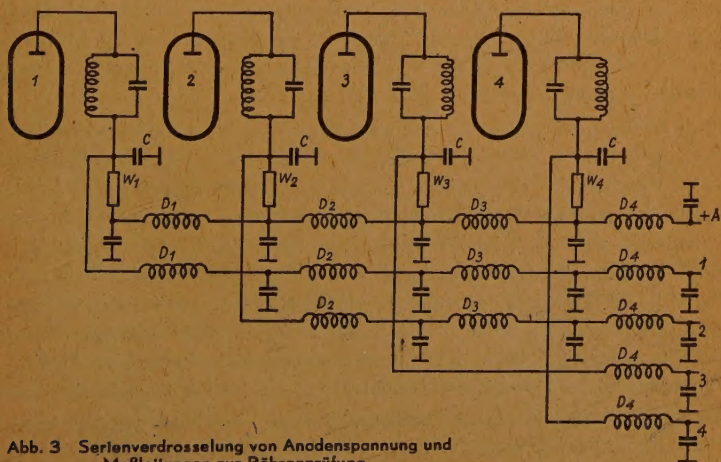


Abb. 3 Serienverdrosselung von Anodenspannung und Meßleitungen zur Röhrenprüfung

2. Die Ströme auf dem Chassis

Beim konstruktiven Entwurf eines Zwischenfrequenzverstärkers sind die zwischen den Röhren auf dem Chassis fließenden Erdströme zu beachten. Sie entstehen bei einer Schaltung gemäß Abb. 6 dadurch, daß die gestrielt eingezeichneten Eingangs- und Ausgangskapazitäten der Röhren (C_e bzw. C_A) einen Teil des Schwingungskreises bilden. Die Mittelpunktsteile dieser Kapazitäten sind räumlich immer getrennt. Daher fließt der über C_e laufende Strom längs des Chassis zur Katode der vorangehenden Stufe zurück. Dieser Strom existiert in gleicher Art, wenn ein kapazitiv gekoppeltes Band-

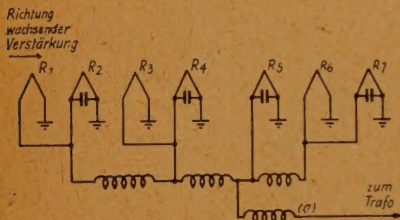


Abb. 4 Gruppenweise Serienverdrösselung der Heizung

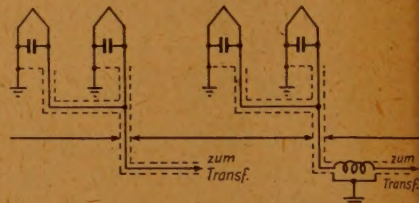


Abb. 5 Abgeschirmte Verlegung der Heizung

filter zwischen den Stufen eingesetzt wird. Er kann sogar bei induktiv gekoppelten Filterkreisen auftreten, wenn neben der gewollten induktiven Kopplung eine unbeabsichtigte kapazitive Kopplung vorhanden ist.

Die Existenz derartiger Ströme auf dem Chassis bedingt, daß die günstigste Aufbauweise für einen Zwischenfrequenzverstärker durch Anordnung aller Röhren auf einer Geraden dargestellt wird. Jedes Abwinkeln des Verstärkerzuges oder ein rückläufiger Aufbau sollte vermieden werden. Aus Abb. 7 erkennt man sofort, daß die Gehäusströme beim Abwinkeln des Verstärkerzuges gemeinsame Zonen auf dem Chassis durchlaufen. Damit ist die Möglichkeit zu Verkopplungen gegeben.

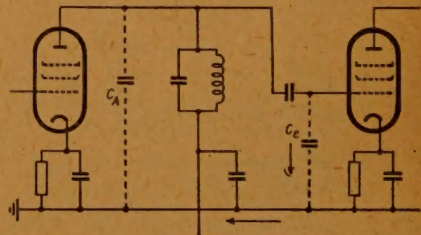


Abb. 6 ZF-Verstärkerstufe

Dies soll nicht besagen, daß es unmöglich ist, einen abgewinkelten oder rückläufigen Verstärkerzug zu bauen. Derartige Aufbauten haben aber fertigungstechnisch Nachteile und werden infolge der notwendigen Abschirmungen immer teuer. Bei einem geraden Aufbau ist der prüffeldmäßige Abgleich im offenen Zustand möglich. Eine einzige Haube wird nach dem Abgleich aufgesetzt. Bei gewinkelten oder rückläufig gebauten Verstärkern muß, sobald die Verstärkung über 10^4 liegt, fast immer schon während des Abgleichs ein Teil des Verstärkerzuges abgeschirmt sein. Die Abschirmungen müssen elektrisch hochwertig sein. Sie erfordern Kontaktfedern längs aller Berührungskanten von Haube und Chassis. Läßt sich in ungünstig gelagerten Fällen eine Abwinklung des Verstärkerzuges nicht vermeiden, dann sollten die beiden Chassisteile vollkommen gegeneinander isoliert und nur an einem Punkt verbunden sein. Jede Untergruppe des Verstärkers soll eine eigene gut dichtende Abschirmkappe erhalten.

In der Praxis erweist sich immer ein Verstärkerzug am günstigsten, bei dem sowohl die Röhren als auch die zwischen den Röhren liegenden Kreise auf einer Geraden angeordnet sind. Er ergibt die beste Leitungsführung, weil die Gitter- und Anodenleitungen kurz gehalten werden können. Reicht die zur Verfügung stehende Baulänge für die geradlinige Anordnung nicht aus, können die Kreise nach einer Seite oder nach beiden Seiten herausgerückt werden. Die Röhren verbleiben dabei weiter auf einer Geraden. Entschließt man sich zu dieser Maßnahme, dann beachte man die Länge von Gitter- und Anodenleitungen zu den Kreisen und die Gefahr kapazitiver Verkopplung der Zuleitungen. Abschirmungen zwischen den einzelnen Röhrenstufen sind bei richtig aufgebauten Zwischenfrequenzverstärkern überflüssig. Sie verteuern das

Gerät unnötig. Schließlich ist zu beachten, daß die Spulen der Schwingungskreise, die mit den Röhren zusammenarbeiten, so angeordnet werden, daß sie möglichst wenig Ströme im Chassis erzeugen.

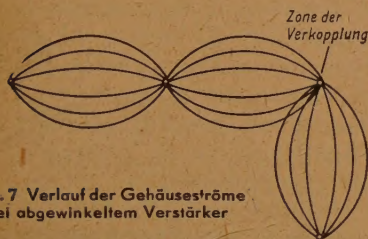


Abb. 7 Verlauf der Gehäuseströme bei abgewinkeltem Verstärker

3. Die Wahl der Erdpunkte

Die richtige Wahl der Erdungspunkte ist für die Stabilität jedes Zwischenfrequenzverstärkers wichtig. Es ist notwendig, daß

jede Röhrenstufe einen einzigen Erdungspunkt für alle planmäßig die Röhre durchfließenden Zwischenfrequenzströme erhält. Diese Erdung soll induktivitätsarm erfolgen, damit Verkopplungen der verschiedenen Ströme vermieden werden. An diesem Erdpunkt Nr. 1 münden ein:

1. das Bremsgitter,
2. der Katodenkondensator,
3. der Schirmgitterkondensator,
4. der Anodentieftiefkondensator,
5. der Gitterkreistiefpunkt.

Die Zuleitungen zwischen den Elektroden bzw. Kreispunkten und den Kondensatoren einerseits sowie zwischen Kondensatoren und Erdpunkt andererseits müssen um so kürzer gehalten werden, je höher die Zwischenfrequenz ist.

Das Bremsgitter soll grundsätzlich immer an Erde und nicht an Katode zurückgeführt werden. Denn liegt zwischen Katode und Chassis eine ungewollte Induktivität, so ergibt sich eine Rückkopplung, sobald das Bremsgitter an Katode liegt. Die Stabilität der Stufe wird dann fraglich.

Neben dem oben erwähnten Erdpunkt Nr. 1 benutzt man in unmittelbarer Nähe der Stufe noch einen Erdpunkt Nr. 2, auf dem man alle übrigen zu erdenden Leitungen sammelt. Dort laufen ein:

1. die geerdete Seite des Heizfadens,
2. der Siebkondensator der Heizung,
3. die Abschirmung der Röhre,
4. alle Siebkondensatoren der Drosselketten, soweit sie der Stufe zugeordnet sind.

Dieser zweite Erdpunkt hat den Sinn, ungewollte Ströme, die in den Siebketten ausgefiltert werden, auf das Chassis zu führen, ohne daß sie an einer Induktivität, die im

ersten Erdpunkt liegt, Spannungsabfälle hervorrufen können. Auf diese Weise wird die Wahrscheinlichkeit für eine ungewollte Rückkopplung am kleinsten.

Die Abschirmung mancher Stahlröhren ist im Innern über eine lange Leitung zum Sockel ausgeführt. Es können sich längs derartigen Zuleitungen beträchtliche Spannungen aufbauen. Die einwandfreie Funktion des Verstärkers ist dann gefährdet. In solchen Fällen muß eine gesonderte, einwandfreie Erdung für den Stahlmantel geschaffen werden. Diese braucht dann nicht notwendig zum zweiten Erdpunkt zu laufen.

4. Der Aufbau der Schaltelemente

Wenn normale Stahlröhren benutzt werden, wird man einen großen Teil der Schaltelemente unmittelbar am Röhrensockel anlöten können. Auf diese Weise werden auf einfachste Art alle Leitungen kurz gehalten. Unmittelbar an der Fassung verbindet man Mantel und Heizung und erdet diese, z.B. an der Feder des Mantels. So entsteht der oben erwähnte Erdpunkt Nr. 2. Dann kann der Siebkondensator für die Heizung zwischen den zweiten Heizanschluß und Mantel gelegt werden (vgl. Abb. 8).

Das Bremsgitter wird an Erde gelegt und ergibt den Erdungspunkt Nr. 1 für die Nutzströme der Röhre. Dort laufen der Schirmgitterkondensator, die Tiefpunkte vom Gitter und Anodenkreis und der Katodenkondensator zusammen.

Bei der Montage achte man darauf, daß Anodenleitungen nicht auf das Gitter koppeln. Bei jeder Stufe besteht die Gefahr, daß Entdämpfung in Huth-Kühn-Schaltung eintritt. Häufig kann ein Teil der an jeder Stufe benutzten Kondensatoren so eingebaut werden, daß sie als Schirme zwischen gefährdeten Punkten wirken. Auf diese Weise können besondere Abschirmwände oder Bleche vermieden werden.

Bei Verwendung von Miniaturröhren wird der Aufbau schwieriger, weil sich die Schaltelemente nicht mehr unmittelbar am Röhrensockel montieren lassen. Trotzdem müssen alle vorher erwähnten Forderungen auch hier sorgfältig beachtet werden. Daher ist auf die Auswahl der Bauelemente besondere Sorgfalt zu verwenden. Als Siebkondensatoren sind Kondensatoren mit langen dünnen Drähten oder Kondensatoren, die nebeneinander auf das Chassis aufgeschraubt werden müssen, ungeeignet. Amerikanische Geräte bevorzugen in Aufbauten mit Miniaturröhren Glimmerkondensatoren, die stockwerkartig übereinander gesetzt werden können und mit einer zentralen Befestigung einen einzigen Erdpunkt ergeben. Bei uns fehlen derartige Kondensatoren zur Zeit noch. — Zum Teil werden dort auch Röhrenfassungen benutzt, die mit den Siebkondensatoren eine fertige Baueinheit bilden. Bei derartigen Konstruktionen wird stets Keramik mit extrem hoher Dielektrizitätskonstante eingesetzt. So entstehen auf kleinstem Raum große Kapazitäten.

5. Die Kopplung vom Ausgang auf den Eingang

Ein Verstärkerzug, der unter Beachtung aller vorstehend genannten Punkte aufgebaut ist, kann immer noch Schwingneigung besitzen. Man bedenke, daß der fertige, mit Abschirmhaube versehene Verstärkerzug fast stets einen Hohlleiter mit rechteckigem Querschnitt darstellt. Eine Anregung am ausgangsseitigen Ende dieses Hohlleiters kehrt am eingangsseitigen Ende wieder. Damit ist eine mögliche Rückkopplungsursache gegeben. Ein jeder Hohlleiter besitzt eine Grenzfrequenz. Beim rechteckigen Hohlleiter ist sie durch

$$f_g = \frac{c}{2a}$$

gegeben. Dabei bedeutet c die Lichtgeschwindigkeit ($3 \cdot 10^{10}$ cm sec⁻¹) und a die größte Kantenlänge, die im Querschnitt des Hohlleiters auftritt. Letztere Größe ist in cm zu messen. Für alle Fälle der Praxis wird die benutzte Zwischenfrequenz f unterhalb der

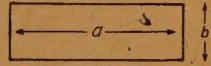
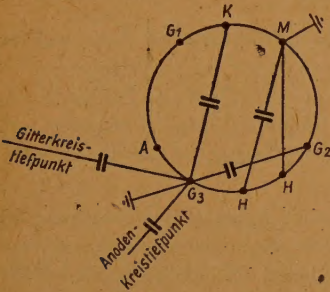


Abb. 9 Querschnitt durch einen ZF-Verstärker

Links:

Abb. 8 EF 14 mit typischer Anordnung der Bauelemente

Grenzfrequenz liegen. Es ist also keine freie Ausbreitung möglich. Vielmehr tritt eine Dämpfung auf. Da immer außerdem $f \ll f_g$

ist, ist die Dämpfung in allen Fällen dieselbe. Sie beträgt für die Grundwelle

$$\beta = \frac{\pi}{a} \text{ Neper/cm.}$$

Höhere Anregungsformen besitzen größere Dämpfung. Sie können daher außer Betracht bleiben. Die Grundwelle wird, wenn man um das Stück a längs des Chassis fortschreitet, um 27,3 db geschwächt. Man muß also darauf achten, daß die Verstärkung auf der Länge a kleiner als 27,3 db, d.h. kleiner als 23 bleibt. Dann ist eine Kopplungsgefahr infolge Hohlleitererregung ausgeschlossen. Ist diese Bedingung nicht erfüllt, dann muß die Breite a des Chassis verkleinert werden. Dies kann z. B. durch Einziehen von Seitenwänden geschehen, die links und rechts vom Verstärkerzug verlaufen. Der Deckel, der nachträglich aufgesetzt wird, muß mit diesen Seitenwänden guten Kontakt machen. Praktisch genügt es oft, den Querschnitt des Hohlleiters nur über den Eingangsstufen zu verringern. Gute Kontakte sind auch in diesem Falle wichtig. Diese Überlegungen gestatten, die Verstärkung abzuschätzen, die maximal auf einer vorgegebenen Länge untergebracht werden kann. Ist der geschlossene Verstärker im Querschnitt durch Abb. 9 dargestellt und ist

$a > b$, dann muß bei einer Länge l die gesamte Verstärkung

$$v < 27,3 \cdot \frac{l}{a} \text{ (db)}$$

sein, damit mit Sicherheit keine Selbsterregung durch Hohlleiterkopplung auftritt. Für die Praxis ist wichtig zu wissen, wie eine Hohlleiterkopplung erkannt werden kann. Geräte, in denen eine solche Kopplung auftritt, sind stabil solange sie geöffnet sind. Wird der Deckel aufgesetzt, dann tritt Selbsterregung ein. Die Selbsterregung verschwindet, sobald der Kontakt des Deckels mit dem Gerät an einer Längsseite unterbrochen wird.

Magnetische Strahlablenksysteme

I. Lineare Ablenkssysteme

1. Ablenkspulen

Beim Entwurf von Geräten zur magnetischen Strahlablenkung von Elektronenstrahlen ist es nützlich, Induktivität und Ablenkempfindlichkeit des Ablenksystems mathematisch berechnen und somit insbesondere Leistung, Rücklauf und Rücklaufspannung des Ablenkgerätes vorausbestimmen zu können. Weiterhin interessieren zum Vergleich verschiedener Ablenkssysteme deren magnetischer Wirkungsgrad und die absolute Güte der Systeme.

Die in Anwendung kommenden Ablenkssysteme sind mitunter Systeme recht komplizierten Feldverlaufs, so daß nur eine näherungsweise mathematische Behandlung dieser Probleme möglich ist. Es sollen daher an dieser Stelle lediglich die einfachsten Systeme behandelt werden. Dabei soll unterschieden werden zwischen linearen Ablenkssystemen, bei denen das Feld proportional dem erregenden Strom ist, und nichtlinearen, bei denen das Feld nicht mehr dem erregenden Strom proportional ist. Bei diesen Ablenkssystemen muß ein erregender Strom von einer solchen Form gefunden und erzeugt werden, daß durch die verzerrende Wirkung des Ablenksystems wiederum ein zeitproportional verlaufendes Feld entsteht.

Die bekanntesten linearen Ablenkssysteme sind:

1. das Ablenkspulensystem, das aus je zwei Ablenkspulen besteht, die sich in ihrer Form an den zylindrischen Hals der Braunschen Röhre anschmiegen;
2. das abgeschirmte Ablenkspulensystem, bei dem die Ablenkspulen zwecks Abschirmung der magnetischen Felder und zwecks Erhöhung der Ablenkempfindlichkeit von einem Abschirmzylinder oder von Abschirmschalen umgeben sind;
3. verschiedene Arten Ablenkjoche, die insbesondere zur Ablenkung des Elektronenstrahls in Zeilenzugrichtung Anwendung finden.

Die Ablenkspulensysteme sind dabei die mathematisch noch am einfachsten zu beherrschenden. Hier soll das am häufigsten angewandte Parallellleitersystem behandelt werden, bei dem jede Spule aus zwei Längsleiterabschnitten besteht, die parallel zu den Mantellinien, und zwei die Längsleiter verbindenden Stirnleiterabschnitten, die parallel zu den Kreislinien eines Zylinders verlaufen, wie dies in Abb. 1 schematisch dargestellt ist.

Ablenkempfindlichkeit. Über die Bestimmung der Ablenkempfindlichkeit derartiger Systeme wurde schon an anderer Stelle berichtet¹⁾. Es wurde für die Ablenkempfindlichkeit die Formel gefunden:

$$A = \mathfrak{B} \cdot l_A \cdot l \sqrt{\frac{1}{2} 10^7 \frac{\epsilon}{m} \frac{1}{U}} = 0,24 (i \cdot n) \frac{a}{b^2} l_A \cdot l \sqrt{\frac{1}{U}} \quad (1)$$

¹⁾ Hausmittellungen Fernseh A. G., 1. Bd. (1938), H. 2, S. 15.

wobei A Ablenkamplitude des Elektronenstrahls auf dem Schirm der Braunschen Röhre, \mathfrak{B} die magnetische Liniendichte, $\frac{e}{m} = 1,76 \cdot 10^8 \left(\frac{\text{cm}^2}{\text{V sec}^2} \right)$ das Verhältnis von Ladung und Masse des Elektrons, U die Anodenspannung, l die auf die Achse projizierte Elektronenstrahllänge, l_A die mittlere Länge, a die mittlere Breite und b der mittlere diagonale Längsleiterabstand des Systems sind. Wie bereits früher erwähnt²⁾, tritt im Spulensystem die beste Feldhomogenität auf, wenn $\frac{a}{b} = \cos 30^\circ$ gewählt wird, so daß sich die Gleichung (1) vereinfacht zu

$$A = 0,2 \text{ (i n)} \frac{l_A \cdot l}{b} \sqrt{\frac{1}{U}} \text{ oder } \frac{A}{\text{(i n)}} = 0,2 \frac{l_A \cdot l}{b \sqrt{U}} \quad (2)$$

$\frac{A}{\text{(n} \cdot \text{i)}} \cdot \sqrt{U}$ wurde als Ablenkempfindlichkeit des Ablenksystems definiert. Für die Beurteilung eines Ablenksystems ist aber diese Größe nicht ausreichend, denn es kommt für die Erzeugung des Ablenkstromes auch darauf an, welche Induktivität dabei das Ablenk-system hat. Je kleiner die erforderliche Induktivität ist, um so leichter läßt sich der gewünschte Ablenkstrom erzeugen. Außerdem ist das für die Beurteilung eines Ablenk-systems gültige Maß zweckmäßig unabhängig von der jeweiligen an der Braunschen Röhre liegenden Spannung U und der Länge l des Elektronenstrahls.

$\frac{A}{l} \cdot \sqrt{U}$
 $\frac{A}{\text{(ni)} \sqrt{k}} = 0,2 \frac{l_A}{b \cdot \sqrt{k}}$ (wobei k die Windungsinduktivität des Systems ist) wäre eine Größe, die diesen Forderungen entspricht, und zur Beurteilung des Systems geeignet. Der Faktor soll als Ablenkgröße G des Ablenksystems definiert werden, also

$$G = \frac{A}{l \cdot i} \sqrt{\frac{U}{L}} = 0,2 \frac{l_A}{b \sqrt{k}} \left[\frac{1}{\sqrt{H}} \right] \quad (3)$$

Um sie genauer zu bestimmen, muß die Induktivität des Systems bestimmt werden.

Induktivität des Ablenksystems. Besteht das System aus zwei gleichen Spulen der Induktivität L_I , der Gegeninduktivität $L_{I \text{ II}}$ und der inneren Induktivität L_I , so ist die Gesamtinduktivität des Systems

$$L = 2 (L_I + L_{I \text{ II}} + L_I). \quad (4)$$

Die Gegeninduktivität ergibt sich für Spulen mit kreisförmigem Leiterquerschnitt, dessen Durchmesser klein ist gegenüber dem Leiterabstand, bekanntlich unter Anwendung des ersten Maxwell'schen Satzes auf den einzelnen Leiter, der bei einer Windungszahl n_1 einer Spule n_1 -mal vom Strom i_1 durchflossen wird und im Abstand r die magnetische Feldstärke $\mathfrak{H} = \frac{i_1 n_1}{2 r}$ erzeugt, aus dem magnetischen Fluß, der beide Spulen gemeinsam umschlingt. Dieser magnetische Fluß, der von den Längsleitern I

²⁾ Hausmitteilungen Fernseh G. m. b. H., 2. Bd., H. 3 (1941), S. 88.

und 2 der Spule I herrührt und im Abstand $r = d$ bis $r = b$ die Spule II durchdringt (Abb. 2), ist:

$$2(\Phi_{1II} + \Phi_{2II}) = 2\pi\mu_L \int_{r=d}^b \vec{H}_r \cdot l_A \cdot dr = \frac{\pi \cdot \mu_L \cdot (i_1 n_1)}{\pi} l_A \ln \frac{b}{d} \quad (5)$$

Desgleichen durchdringt das von den Stirnleitern 3 und 4 der Spule I erzeugte Feld im Abstand $r = f$ bis $r = e$ die Spule II, so daß der von ihnen erzeugte und die Spule II durchdringende Fluß

$$2(\Phi_{3II} + \Phi_{4II}) = 2\pi\mu_L \int_{r=f}^e \vec{H}_r \cdot a \cdot dr = \frac{\pi \cdot \mu_L \cdot (i_1 n_1)}{\pi} a \ln \frac{e}{f} \quad (6)$$

ist. Somit ist der Gesamtfluß, der von der Spule I in der Spule II erzeugt wird:

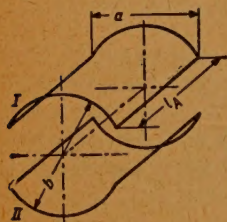


Abb. 1

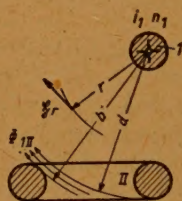


Abb. 2

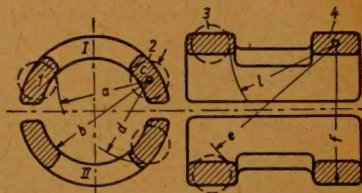


Abb. 3

$$\Phi_{1II} = 2(\Phi_{1II} + \Phi_{2II} + \Phi_{3II} + \Phi_{4II}) = \frac{\pi \cdot \mu_L \cdot (i_1 \cdot n_1)}{\pi} \left[l_A \ln \frac{b}{d} + a \ln \frac{e}{f} \right] \quad (7)$$

$$\text{wobei } \pi = 4 \cdot \pi \cdot 10^{-9} \left[\frac{\text{Vs}}{\text{A cm}} \right]$$

μ_L = Permeabilität der Luft und gemäß Abb. 3

l_A = wirksame Spulenlänge

a = wirksame Spulenbreite

b = wirksamer diagonaler Längsleiterabstand

d = wirksamer Längsleiterabstand

e = wirksamer diagonaler Stirnleiterabstand und

f = wirksamer Stirnleiterabstand

ist. Die Gegeninduktivität zwischen Spule I und II ist dann

$$L_{1II} = \frac{\Phi_{1II} \cdot (n_1 \cdot i_1)}{i_1} = \frac{\pi \cdot \mu_L \cdot n_1^2}{\pi} \left[l_A \cdot \ln \frac{b}{d} + a \cdot \ln \frac{e}{f} \right] \quad (8)$$

Die Induktivität der einzelnen Spule erhält man leicht durch die Gegeninduktivität einer Spule mit sich selbst zu:

$$L_I = \frac{\pi \mu_L \cdot n_1^2}{\pi} \left[l_A \cdot \ln \frac{a}{c} + a \cdot \ln \frac{l_A}{c} \right] \quad (9)$$

wobei c der Spulenleiterhalbmesser ist.

Die innere Induktivität L_I beider Spulen, die durch den Fluß im Leiterinneren erzeugt

wird, ergibt sich über die magnetische Energie $dw = \frac{1}{2} \mathfrak{B} \cdot \mathfrak{H} \cdot dv$ und die Feldstärke $\mathfrak{H}_x = \frac{n_1 \cdot i_1 \cdot x}{2 \pi c^2}$ im Leiterinneren, im Abstand x von der Leiterseele des Spulenleiters mit dem Halbmesser c unabhängig von diesem aus der Energiebilanz

$$w = \frac{\pi \cdot \mu_L \cdot (n_1 \cdot i_1)^2 (l_A + a)}{2 \cdot 4 \cdot \pi} = \frac{L_1 \cdot i_1^2}{2} \text{ zu} \quad (10)$$

$$L_1 = \frac{\pi \mu_L \cdot n_1^2}{\pi} \left(\frac{l_A + a}{4} \right)$$

Somit wird die Gesamtinduktivität des Systems:

$$L = 2 (L_I + L_{III} + I_i) = \frac{2 \cdot \pi \cdot \mu_L \cdot n_1^2}{\pi} \left[l_A \ln \frac{a \cdot b}{c \cdot d} + a \ln \frac{l_A \cdot e}{c \cdot f} + \frac{a + l_A}{4} \right] \quad (11)$$

oder bezieht man die Induktivität auf die Gesamtwindungszahl $n = 2 n_1$ des Ablenk-systems, so wird

$$L = 2 \cdot 10^{-9} \mu_L \cdot n^2 \left[l_A \cdot \ln \frac{a \cdot b}{c \cdot d} + a \cdot \ln \frac{l_A \cdot e}{c \cdot f} + \frac{a + l_A}{4} \right] [H] \quad (12)$$

bzw. die das System charakterisierende Windungsinduktivität bei $\mu_L = 1$:

$$k = \frac{L}{n^2} = 2 \cdot 10^{-9} \left[l_A \cdot \ln \frac{a \cdot b}{c \cdot d} + a \cdot \ln \frac{l_A \cdot e}{c \cdot f} + \frac{a + l_A}{4} \right] [H]. \quad (13)$$

Die Systemgüte wird somit nach Gl. (3):

$$G = \frac{0,2 l_A}{b \cdot \sqrt{k}} = \frac{0,45 \cdot 10^4 l_A}{b \sqrt{l_A \cdot \ln \frac{a \cdot b}{c \cdot d} + a \cdot \ln \frac{l_A \cdot e}{c \cdot f} + \frac{a + l_A}{4}}} \frac{1}{\sqrt{H}} \quad (14)$$

Die Güte ist also um so besser, je kleiner der diagonale Längsleiterabstand b ist.

Die Formel (13) stellt die Induktivität eines Spulensystems dar, dessen Leiterquerschnitte klein gegenüber den Abständen sind. Wollte man den endlichen Leiterquerschnitt exakt berücksichtigen, so müßte man die Gegeninduktivität eines jeden Stromfadens eines Leiters mit sämtlichen Stromfäden der gegenüberliegenden Schleife bilden und über alle integrieren, d. h. es müßten die geometrischen Abstände der Spulenleiter in die obige Formel eingesetzt werden. Die Bestimmung dieser geometrischen Abstände setzt aber für jeden Spulenleiterquerschnitt eine umständliche Rechnung voraus, so daß man zu keiner handlichen Formel gelangen kann. Es soll daher an Hand von Versuchen die Brauchbarkeit der Näherungsformel (12) und (13) für Spulen mit endlichem Leiterquerschnitt (insbesondere Spulensysteme mit Zeitkonstanten von $5 \cdot 10^{-4}$ bis $5 \cdot 10^{-3}$ sec) untersucht werden. Bei der Berechnung der Spulen soll mit Leiterabständen entsprechend Abb. 3 gerechnet werden.

Die gemessenen und berechneten Werte für $\frac{L}{n^2} = k$ sowie die Gütezahl G sind in

Tabelle 1 für verschiedene Systeme zusammengestellt. Im Zusammenhang mit der Ablenkempfindlichkeit, der Induktivität und der Güte interessiert noch eine weitere

Tabelle 1

Wirks. Spulen- länge	l_A	cm	1,2	1,4	1,8	2,2	1,9	2,85	3,9	5,4	8,9	14,3
Wirks. Spulen- breite	a	cm	1,3	1,45	1,6	1,7	2,5	2,85	2,8	4,3	4,9	10,3
Ø des flächen- gleichen Leiter- querschnitts	2c	cm	0,8	0,8	1,0	1,0	0,94	1,1	1,1	1,0	1,34	1,6
Wirks. diagonalen Längsleiter- abstand	b	cm	1,8	1,8	2,15	2	3,05	3,4	3,55	5,1	5,8	10,8
Wirksamer Längsleiter- abstand	d	cm	1,7	1,47	1,7	1,8	3,1	2,3	2,45	2,95	3,6	5,4
Wirks. diagonalen Stirnleiter- abstand	e	cm	2,3	2,25	2,85	3,1	3,75	4,5	5,4	7,5	10,6	18,6
Wirks. Stirn- leiterabstand	f	cm	2,4	2,3	2,85	2,5	3,7	4,2	4,25	5,7	6,9	12,7
Berechnete Windungs- induktivität	$\frac{L}{n^2}$	10^{-8} H	0,7	0,92	1,07	1,35	1,7	2,2	3,12	5,6	7,5	17
Gemessene Windungs- induktivität	$\frac{L}{n^2}$	10^{-8} H	0,94	0,92	1,18	1,44	1,63	2,18	3,1	5,25	7,6	16
Abweichung des berechneten Wertes		%	26,7	7	9,2	6,3	4,3	1	0,6	6,7	4	6,2
Systemgüte G $= \frac{0,2 l_A}{b \sqrt{K}}$	G	$\frac{10^2}{\sqrt{H}}$	13,8	14,9	15,3	18,7	9,8	9,7	12,5	9,15	11	6,6
Magnetischer Wirkungsgrad $\frac{1}{2} \left(\frac{1 + L_{II} / L_I}{L_I} \right)$	$= \eta$	%	51	53,5	56	56	50	56,5	56,5	59,5	33	60,5

Aus der Tabelle 1 sind auch die Wirkungsgrade der verschiedenen Ablenkssysteme zu
ersehen.

charakteristische Zahl des Ablenksystems: ihr Wirkungsgrad. Darunter soll das Verhältnis des wahren magnetischen Flusses durch den Ablenkraum zu dem theoretisch überhaupt möglichen verstanden werden. Auf die Spulen der Abb. 3 angewandt, wäre dies das Verhältnis des magnetischen Flusses mit Streuung zu dem theoretisch möglichen ohne Streuung oder mathematisch gesehen:

$$\eta = \frac{\Phi(\sigma \neq 0)}{\Phi(\sigma = 0)} = \frac{L(\sigma \neq 0)}{L(\sigma = 0)} \approx \frac{2(L_I + L_{II})}{2(L_I + L_I)} \cdot \text{da } L_{II} = \sqrt{1 - \sigma} \cdot L_I$$

wenn σ der Streufaktor ist, also

$$\eta = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{L_{II}}{L_I} \right) = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{l_A \ln \frac{b}{d} + a \ln \frac{e}{f}}{l_A \ln \frac{a}{c} + a \ln \frac{l_A}{c}} \right) \quad (15)$$

Die Abweichung zwischen den gemessenen und berechneten $\frac{L}{n^2}$ -Werten bewegt sich, abgesehen von den Werten bei sehr kleinen Spulenabmessungen, in erträglichen Grenzen. Der Wirkungsgrad schwankt je nach Spulenform zwischen 50% bei kleinen Spulen und 63% bei großen Spulen und die Spulengüte steigt mit kleiner werdendem Ablenkraum an.

2. Abgeschirmte Ablenkspulen

Die Abschirmung der Ablenkspulen ist eine Maßnahme, die erforderlich ist, wenn es darauf ankommt, die Ablenkkelder und von ihnen herrührende Störerscheinungen von anderen Apparaturen und Geräteteilen, die in unmittelbarer Nähe der Ablenkspulen angeordnet werden müssen, fernzuhalten. Außer dieser Eigenschaft bringt die magnetische Abschirmung der Ablenkspule den weiteren Vorteil, daß die Zeitkonstante und die Ablenkempfindlichkeit des Systems erhöht werden. Dies beruht darauf, daß die magnetischen Kraftlinien an der Abschirmung reflektiert werden, die Liniendichte außerhalb der Abschirmung verschwindet, innerhalb derselben aber erhöht wird. Um eine Wirbelstromerzeugung in der Abschirmung zu vermeiden, muß diese lamelliert oder aus magnetischen Stoffen mit hohem spezifischen Widerstand hergestellt werden. Geeignet sind aus Lamellenringen zusammengesetzte, aus lackiertem oder oxydiertem Eisendraht gewickelte Zylinder oder aus Ferrit hergestellte Schalen oder Zylinder. Der mathematischen Untersuchung der Induktivität des Ablenksystems und der magnetischen Liniendichte im Ablenkraum setzen wir die Bedingung voraus, daß die Permeabilität des Abschirmmaterials sehr groß ist gegenüber der Permeabilität des Ablenkraumes. Mit diesen Voraussetzungen können wir annehmen, daß die Grenzfläche zwischen Ablenkraum und Abschirmung eine magnetische Potentialfläche ist und daß die Stromlinien senkrecht auf dieser stehen. Das Problem kann durch das Verfahren der magnetischen Spiegelung gelöst werden. Innerhalb des Potentialzylinders liegen in den Abständen A_1 und A_2 von der Zentrale die in entgegengesetzter Richtung stromführenden Leiter 1 und 2. Im Abstand B_1 und B_2 von diesen Stromleitern liegen in der zugehörigen Achsenebene außerhalb des Potentialzylinderspurkreises im gleichen Medium zwei weitere Leiter 1' und 2', die Ströme $+i$ und $-i$ in der gleichen Richtung führen wie die Leiter innerhalb des Spurkreises. Dann ist das magnetische

Potential eines beliebigen Punktes, der unter den Winkeln α_1, α_1' und α_2, α_2' , wie dies in Abb. 4 dargestellt ist, zu einer gegebenen Richtung O von den Leitern aus gesehen, liegt:

$$\Psi = C - \frac{i}{2\pi} (a_1 + a_1' + a_2 + a_2') \quad (16)$$

worin $\Psi_1 = C - \frac{i}{2\pi} a_1$ das vom Strom $+i$ des Leiters 1, $\Psi_1' = C - \frac{i}{2\pi} a_1'$ das vom Strom $+i$ des Ersatzleiters 1' und $\Psi_2 = C - \frac{i}{2\pi} a_2$ das vom Strom $-i$ des Leiters 2 und $\Psi_2' = C - \frac{i}{2\pi} a_2'$ das vom Strom $-i$ des Ersatzleiters 2' im Punkt P erzeugte Potential ist.

Dies gilt aber auch für einen Punkt, der auf dem Spurkreis des Abschirmzylinders

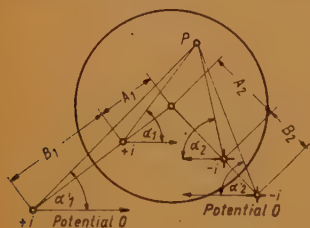


Abb. 4

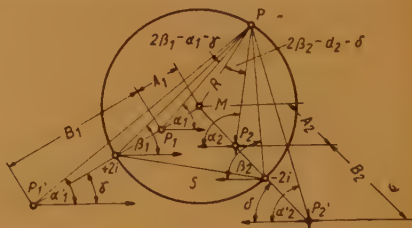


Abb. 5

liegt (Abb. 5). Für diesen gilt aber weiterhin, daß er nicht nur eine Potentiallinie ist, die durch die Summe der Potentiale der vier Leiter in P_1, P_1', P_2 und P_2' entstanden ist, sondern daß er auch eine Potentiallinie ist, die entstanden gedacht werden kann aus den Potentialen zweier Leiter, die im Schnittpunkt des Spurkreises mit der Verbindungslinie P_1, P_1' liegen, den Strom $2i$ bzw. $-2i$ führen und mit dem Potentialpunkt P die

Winkel $\beta_1 = \frac{a_1 + a_1'}{2}$ und $\beta_2 = \frac{a_2 + a_2'}{2}$ bilden, denn $\text{tg}(\beta_1 + \beta_2) = C$ ist der geo-

metrische Ort eines Kreises über der Sehne S durch den Punkt P, d. h. aber nichts anderes, als daß zwischen R, A und B die Beziehung besteht

$$R^2 = A_1 (A_1 + B_1) \text{ und } R^2 = A_2 (A_2 + B_2). \quad (17)$$

Und unter diesen Bedingungen sind in Abb. 5 die Dreiecke MPP_1 und $MP_1'P$ ähnlich und der Winkel $MPP_1 = 2\beta_1 - \alpha_1 - \gamma = \alpha_1' - \gamma$; bzw. bedingt die Ähnlichkeit der Dreiecke MPP_2 und $MP_2'P$, daß der Winkel $MPP_2 = 2\beta_2 - \alpha_2 - \delta = \alpha_2' - \delta$ ist. Somit ist

$$B_1 = \frac{R^2}{A_1} - A_1 \text{ und } B_2 = \frac{R^2}{A_2} - A_2 \quad (17a)$$

Mit diesem Ersatzschema ist der Feldverlauf im Innern des zylindrischen Abschirmraums bestimmt, so daß die damit im Zusammenhang stehenden Probleme gelöst werden können.

Als Ablenkempfindlichkeit des abgeschirmten Systems ergibt sich die Summe der Ablenkempfindlichkeit des inneren und äußeren Leitersystems, bei symmetrischer Anordnung also

$$E_0 = \left(\frac{A}{n \cdot i} \right) = \frac{0,2 l_A \cdot l}{2 \sqrt{U}} \left(\frac{1}{A} + \frac{1}{A+B} \right) \quad (18)$$

oder setzen wir $B = \frac{R^2}{A} - A$, $2 A = b$ und $2 R = D$ ein, so erhalten wir

$$E_0 = \frac{0,2 l_A \cdot l}{b \sqrt{U}} \left[1 + \left(\frac{2 A}{D} \right)^2 \right] \quad (18a)$$

Die Ablenkempfindlichkeit des abgeschirmten Systems erhöht sich gegenüber der des unabgeschirmten um den Faktor $1 + \left(\frac{2 A}{D} \right)^2$, d. h. aber, es muß die Liniendichte und damit die Induktivität des Systems um den gleichen Betrag erhöht worden sein.

T a b e l l e 2

System		1					2				3	
Spuleninduktivität ohne Schalen L_0	mH	48					39				31,5	
Spuleninnen- \varnothing ($2 A = b$) ...	mm	15					18				30	
Schalen- \varnothing ... D	mm	28	33	35	41	50	33	41	50	53	50	52
Spuleninduktivität mit Schalen L	mH	63	58	57	54	50	52	44	41	40	41	40
Induktivitäts-Verhältnis $\frac{L}{L_0}$		1,31	1,21	1,18	1,13	1,04	1,33	1,13	1,05	1,02	1,3	1,27
Induktivitäts-Erhöpfungsfaktor $1 + \left(\frac{2 A}{D} \right)^2$		1,29	1,21	1,18	1,13	1,09	1,30	1,19	1,13	1,11	1,36	1,33

In der Tabelle 2 sind verschiedene Systeme untersucht worden und die Meßwerte stimmen gut mit den errechneten überein. $2 A$ ist bei der Errechnung näherungsweise gleich dem Spuleninnendurchmesser gesetzt.

Die Ablenkgröße $G = \frac{1}{i} \frac{A}{l} \sqrt{\frac{U}{L}}$ erhöht sich gegenüber der der unabgeschirmten

Spulen um den Faktor $\sqrt{1 + \left(\frac{2 A}{D} \right)^2}$. Der magnetische Wirkungsgrad bleibt unverändert.

3. Das Ablenkjoch

Dieses Ablensystem ist ein Elektromagnet, dessen Polschuhe den Hals der Braunschen Röhre umschließen. Zwischen den Polschuhen entsteht das magnetische Feld, das zur Ablenkung des Elektronenstrahls dient. Die Erregerspulen des Systems liegen abseits vom Ablenkraum und können daher unabhängig von diesem leicht den elektrischen Erfordernissen der Ablenschaltung angepaßt werden. Ihr besonderer Vorteil ist der einer größeren Homogenität. Ihr Nachteil ist lediglich der, daß ein großer Prozentsatz des erzeugten magnetischen Flusses sich auf einem Wege außerhalb des Ablenkraumes schließt. Der Aufbau des Joches entspricht Abb. 6. Der magnetische Fluß Φ_L im Ablenkraum des Querschnittes F soll möglichst von einer homogenen Dichte \mathfrak{B}_L sein. Dies kann durch geeignete Form der Polschuhe erreicht werden. Die magnetische Feldstärke \mathfrak{H}_L , die diesen Fluß erzeugt, wirkt über die Luftweglänge l_L . Der magnetische Fluß Φ_F im Steg mit dem Querschnitt q , der von der Feldstärke \mathfrak{H}_F über die Eisenweglänge l_F bei einer Dichte \mathfrak{B}_F erzeugt wird, ist größer als der Fluß im Ablenkraum, da sich ein Teil des magnetischen Flusses Φ_S über einen Weg außerhalb des Ablenkraumes schließt. Er soll in der Rechnung ebenfalls auf die Fläche F bezogen werden und soll von einer Feldstärke \mathfrak{H}_S mit der Liniendichte \mathfrak{B}_S über den Streuluftweg l_S getrieben werden. Die Erregung des Systems erfolgt von der Erregerspule Sp mit einer Amperewindungszahl $n \cdot i$. Entsprechend den magnetischen Grundgesetzen $\oint \mathfrak{H} dl = \Sigma i$ und $\text{div } \mathfrak{B} = 0$ wird: $\mathfrak{H}_L \cdot l_L + \mathfrak{H}_F \cdot l_F = n \cdot i$ und $\Phi = (\mathfrak{B}_L + \mathfrak{B}_S) F = \mathfrak{B}_F \cdot q$, da weiterhin $\mathfrak{B}_L = \Pi \mu_L \mathfrak{H}_L$; $\mathfrak{B}_F = \Pi \mu_F \mathfrak{H}_F$ und $\mathfrak{B}_S = \Pi \mu_L \mathfrak{H}_S$, wobei $\Pi = 4 \pi 10^{-9} \left[\frac{\text{Vs}}{\text{A cm}} \right]$, μ_F die Permeabilität des Eisens und $\mu_L = 1$ die der Luft ist, wird die im Ablenkraum herrschende magnetische Liniendichte

$$\mathfrak{B}_L = \frac{\Pi \cdot n \cdot i}{\frac{F}{q} \left(\frac{l_L}{l_S} + 1 \right) \frac{l_F}{\mu_F} + \frac{l_L}{\mu_L}} \quad (19)$$

und die im Steg herrschende Liniendichte

$$\mathfrak{B}_F = \frac{\Pi \cdot n \cdot i \left[1 + \frac{l_L}{l_S} \right] \frac{F}{q}}{\frac{F}{q} \left(\frac{l_L}{l_S} + 1 \right) \frac{l_F}{\mu_F} + \frac{l_L}{\mu_L}} \quad (20)$$

Die Ablenkamplitude des Elektronenstrahls mit der projizierten Zeigerlänge l wird bei einer Feldlänge l_A , der Liniendichte \mathfrak{B}_L und der Beschleunigungsspannung U nach Gleichung (1)

$A = \mathfrak{B}_L l_A \cdot l \cdot 2,96 \cdot 10^7 \sqrt{\frac{1}{U}}$, so daß sich nach (19) eine Ablenkempfindlichkeit ergibt:

$$E = \frac{A}{n \cdot i} = \frac{\Pi \cdot l_A \cdot l \cdot 2,96 \cdot 10^7 \sqrt{\frac{1}{U}}}{\frac{F}{q} \left(\frac{l_L}{l_S} + 1 \right) \frac{l_F}{\mu_F} + \frac{l_L}{\mu_L}} \quad (21)$$

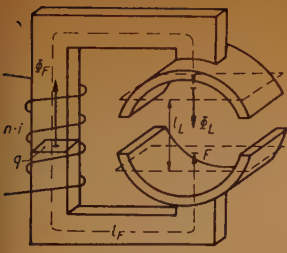


Abb. 6

Die Induktivität des Ablenksystems erhalten wir aus

$$L = \frac{n \cdot \Phi}{i} = \frac{n \cdot \mathfrak{B}_F \cdot q}{i} \text{ zu:}$$

$$L = \frac{n^2 \cdot \Pi \cdot \left(1 + \frac{l_L}{l_S}\right) \cdot F}{\frac{F}{q} \left(\frac{l_L}{l_S} + 1\right) \frac{l_F}{\mu_S} + \frac{l_L}{\mu_L}} \quad (22)$$

bzw. die Windungsinduktivität

$$k = \frac{L}{n^2} = \frac{\Pi \cdot \left(1 + \frac{l_L}{l_S}\right) \cdot F}{\frac{F}{q} \left(\frac{l_L}{l_S} + 1\right) \frac{l_F}{\mu_F} + \frac{l_L}{\mu_L}} \quad (23)$$

Ein Luftspalt s innerhalb des Eisenweges mit dem Querschnitt q setzt sowohl die Induktivität als auch die Ablenkempfindlichkeit erheblich herunter, insbesondere wenn der Querschnitt F des Ablenkraumes groß ist gegenüber dem Eisenquerschnitt q. Aus $\oint \mathfrak{H} dl = \Sigma i$ und $\text{div } \mathfrak{B} = 0$ oder

$\mathfrak{H}_0 \cdot s + \mathfrak{H}_L l + \mathfrak{H}_F l_F = n \cdot i$ und $\Phi = F (\mathfrak{B}_L + \mathfrak{B}_S) = \mathfrak{B}_F \cdot q = \mathfrak{B}_0 \cdot q$ ergeben sich dann die erweiterten Formeln:

$$\mathfrak{B}_L = \frac{\Pi \cdot n \cdot i}{\frac{F}{q} \left(1 + \frac{l_L}{l_S}\right) \left(\frac{s}{\mu_L} + \frac{l_F}{\mu_F}\right) + \frac{l_L}{\mu_L}} \quad (24)$$

und

$$\mathfrak{B}_F = \frac{\Pi \cdot n \cdot i \left(1 + \frac{l_L}{l_S}\right) \frac{F}{q}}{\frac{F}{q} \left(1 + \frac{l_L}{l_S}\right) \left(\frac{s}{\mu_L} + \frac{l_F}{\mu_F}\right) + \frac{l_L}{\mu_L}} \quad (25)$$

und hieraus die Ablenkempfindlichkeit

$$E = \frac{A}{n \cdot i} = \frac{\Pi \cdot l_A \cdot l \cdot 2,96 \cdot 10^7 \cdot \sqrt{\frac{1}{U}}}{\frac{F}{q} \left(1 + \frac{l_L}{l_S}\right) \left(\frac{s}{\mu_L} + \frac{l_F}{\mu_F}\right) + \frac{l_L}{\mu_L}} \quad (26)$$

und die Windungsinduktivität

$$k = \frac{\Pi \cdot \left(1 + \frac{l_L}{l_S}\right) F}{\frac{F}{q} \left(1 + \frac{l_L}{l_S}\right) \left(\frac{s}{\mu_L} + \frac{l_F}{\mu_F}\right) + \frac{l_L}{\mu_L}} \quad (27)$$

Der magnetische Wirkungsgrad η des Ablenkjoches ist gleich der Feldverteilung $\frac{\Phi_L}{\Phi_F}$,

d. h. gleich dem Verhältnis des Flusses im Ablenkraum zu dem im Steg. Dieses ist:

$$\frac{\Phi_L}{\Phi_F} = \frac{\mathfrak{B}_L \cdot F}{\mathfrak{B}_F \cdot q} = \frac{1}{1 + \frac{l_L}{l_S}} = \frac{\mathfrak{B}_L \cdot F}{k \cdot n \cdot i} = \frac{A \sqrt{U} \cdot F}{k \cdot n \cdot i \cdot l_A \cdot l \cdot 2,96 \cdot 10^7} = \frac{E}{k} \frac{\sqrt{U} \cdot F}{l_A \cdot l \cdot 2,96 \cdot 10^7} \quad (28)$$

Die Ablenkempfindlichkeit $E = \frac{A}{n \cdot i}$ und die Windungsinduktivität $k = \frac{L}{n^2}$ sind leicht meßbare Größen, so daß sich auch die Feldverteilung mittels $\frac{E}{k}$ leicht bestimmen läßt.

Aus dem nur durch die geometrischen Ausmaße des Jochaufbaues bestimmten Ausdruck $\frac{\Phi_L}{\Phi_F} = \frac{1}{1 + \frac{l_L}{l_S}}$ ist ersichtlich, daß der Wirkungsgrad des Joches unabhängig ist von

der Größe eines Luftspaltes im Steg. Es ist also auch $\frac{E}{k} = \frac{l_A \cdot l \cdot 2,96 \cdot 10^7}{\left(1 + \frac{l_L}{l_S}\right) F \sqrt{U}}$

eine vom Luftspalt s im Steg unabhängige Größe. Die Ablenkgröße des Joches dagegen

$$G_I = \frac{A}{(n \cdot i)} \frac{\sqrt{U}}{\sqrt{k} \cdot l} = \frac{E \sqrt{U} \cdot k}{k \cdot l} = \frac{3 \cdot 10^7 \cdot l_A}{F} \cdot \frac{\Phi_L}{\Phi_F} \sqrt{k} = \frac{l_A \cdot 2,96 \cdot 10^7 \sqrt{k}}{\left(1 + \frac{l_F}{l_S}\right) F} \quad (29)$$

nimmt mit zunehmendem Luftspalt ab.

In Abb. 7 sind die Windungsinduktivität k , die Ablenkempfindlichkeit E , $\frac{E}{k}$ und die Güte G in Abhängigkeit von der Größe des Luftspaltes eines Joches dargestellt. Der

Wirkungsgrad des Joches betrug dabei $\eta = \frac{\Phi_L}{\Phi_F} = \frac{E}{k} \frac{\sqrt{U} \cdot F}{l_A \cdot l \cdot 2,96 \cdot 10^7} = 0,3$. Die Güte

des Joches $G = \frac{E \sqrt{U} \cdot k}{k \cdot l} = 2,8 \cdot \frac{1}{2,2 \cdot 10^2} \frac{1}{\sqrt{H}}$. Sie steht infolge des ungünstigen

Flußverhältnisses $\frac{\Phi_L}{\Phi_F} = 30\%$ der der Ablenkspulen beträchtlich nach.

Wesentlich günstiger ist die Güte des Joches nach Abb. 8. Diese Jochart erreicht nicht nur die Güte der Ablenkspulen, sondern übertrifft sie noch etwas, weil der Feldschluß infolge der durch die Spulen greifenden Zähne nahezu bis an den Hals der Bräunischen Röhre herangeführt werden kann. Bei einem lichten Durchmesser von 3,8 cm und einer Jochlänge von 25 cm wurde

eine Jochgüte $G = \frac{A}{l \cdot i} \sqrt{\frac{U}{L}} = 17,5 \cdot 10^2 \frac{1}{\sqrt{H}}$

gemessen, während ein entsprechendes Spulen-

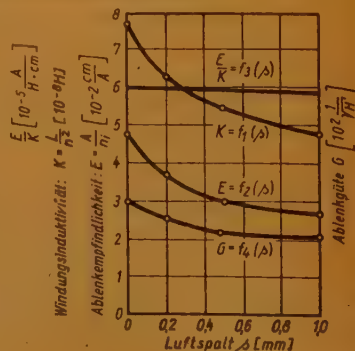


Abb. 7

ablenksystem mit magnetischer Abschirmung eine

$$\text{Güte } G = 17,2 \cdot 10^2 \frac{1}{\sqrt{H}} \text{ aufwies. Der Wirkungsgrad } \eta = \frac{\Phi_L}{\Phi_F} = \frac{E}{k} \cdot \frac{\sqrt{U} \cdot F/2}{I_A \cdot l \cdot 2,93 \cdot 10^7}$$

verbesserte sich bei diesem Joch auf 65%. (Beim symmetrischen Joch muß mit $F/2$ anstatt mit F gerechnet werden.)

Das Doppelstegjoch. Eine besondere Bedeutung kommt dem Luftspalt im Steg bei den Ablenkjochen mit zwei Stegen zur Unterdrückung der Gleichflußkomponente zu. Liegt das Joch im Anodenkreis einer Verstärkerröhre, die den Ablenkstrom liefert, so ist diesem die unvermeidliche Gleichstromkomponente des Anodenstromes überlagert. Dieser bedingt eine in den meisten Fällen unerwünschte Vorablenkung des Elektronenstrahles. Man könnte die Gleichstromkomponente dadurch beseitigen, daß man den Gleichstrom der Röhre über eine besondere Drossel leitet, die elektrisch über einen Kondensator mit dem Ablenksystem kapazitiv gekoppelt ist und deren Induktivität groß ist gegenüber der des Ablenkjoches. Bei einer derartigen Stromverzweigung bleibt die Güte des Systems zwar erhalten, es entsteht jedoch im Ablenksystem nur dann ein dem Erregerstrom i proportionaler Strom i_{sp} , wenn die Zeitkonstanten beider Stromzweige, des Stromzweiges der Drossel und des Ablenk-

systems gleich sind: $\frac{L_{Drossel}}{R_{Drossel}} = \frac{L_{Abl.}}{R_{Abl.}}$, was sich leicht aus der Stromverzweigungs-

gleichung ableiten läßt. Das bedeutet aber, daß bei großer Drosselinduktivität auch die ohmsche Komponente des Drosselzweiges groß sein muß, wodurch besonders bei tiefen Frequenzen unerwünschte Gleichstromverluste auftreten. Das Doppelstegjoch⁴⁾ (Abb. 9) vermeidet diese Nachteile. Es besitzt zwei Stege St_1 und St_2 , auf denen je eine Wicklung mit den Windungen n_1 und n_2 sitzt. Die Spulen sind elektrisch parallel geschaltet, die eine besitzt jedoch für Gleichstrom einen großen Widerstand (Kondensator). Dadurch wird erreicht, daß der entstehende magnetische Gleichfluß des Steges 2 über den Steg 1 kurzgeschlossen wird, so daß der Ablenkraum feldfrei vom Gleichfluß bleibt. Zur Vermeidung einer Übersättigung des Eisens durch den Gleichfluß ist in einem Steg ein Luftspalt erforderlich. Dieser ist zweckmäßig in den Steg St_2 zu legen, der vom Ablenkraum am weitesten entfernt liegt, da dann durch den Steg 1 der Gleichfluß am wirksamsten kurzgeschlossen wird. Um eine Entkopplung beider Stege zu erreichen, muß die magnetomotorische Kraft beider Stege gleichgemacht, d. h.

$n_1 \cdot i_1 = n_2 \cdot i_2$ gewählt werden. Da jedoch $\frac{i_1}{i_2} = \frac{L_{23}}{L_{13}}$ ist, folgt für eine Entkopplung beider Stege die Bedingung

$$\frac{n_1}{n_2} = \frac{i_2}{i_1} = \frac{L_{13}}{L_{23}} = \frac{n_1^2 k_1}{n_2^2 k_2}; \quad \frac{n_2}{n_1} = \frac{k_1}{k_2} \quad (30)$$

worin k_2 und k_1 die Streuwindungsinduktivitäten der Stege 2 und 1 sind. Die Richtigkeit der Formel (30) wurde dadurch nachgeprüft, daß bei einer derartigen Bemessung der Windungszahlen die für eine bestimmte Ablenkamplitude erforderliche Amperéwindungszahl für Gleich- und Wechselstrom gleich groß war.

³⁾ Deutsche Patentanm. F 80 078. Fernseh GmbH.

⁴⁾ DRP 810 792. Fernseh GmbH.

Tabelle 3

System		1	2	3	4
Luftpalt Steg 1	mm	0	0,1	0,1	0
Luftpalt Steg 2	mm	1,0	0,1	0,1	1,0
Windungszahl Steg 1		12000	12000	4000	8000
Windungszahl Steg 2		12000	12000	4000	12000
Windungsstreuinduktivität Steg 1	H	$7,5 \cdot 10^{-7}$	$6 \cdot 10^{-7}$	$6,5 \cdot 10^{-7}$	$8 \cdot 10^{-7}$
Windungsstreuinduktivität Steg 2	H	$4,6 \cdot 10^{-7}$	$5,6 \cdot 10^{-7}$	$6 \cdot 10^{-7}$	$5 \cdot 10^{-7}$
Ablenkamplitude	mm	125	70	133	125
Ablenkgleichstrom	mA	14,5	15	42,5	23,5
Ablenkwechselstrom eff.)	mA	9	5,75	17	8,5
Ablenkwechselstrom (Hub)	mA	28	16,2	47,5	24
Gleichstromrestfeld	%	4	36	36	4

Zur näheren Bestimmung von $\frac{k_1}{k_2}$ dient die Gleichung (27):

$$\frac{k_1}{k_2} = \frac{\left[\frac{F}{q_2} \left(1 + \frac{l_L}{l_{s2}} \right) \left(\frac{s}{\mu_L} + \frac{l_F}{\mu_F} \right) + \frac{l_L}{\mu_L} \right] \left[1 + \frac{l_L}{l_{s1}} \right]}{\left[\frac{F}{q_1} \left(1 + \frac{l_L}{l_{s1}} \right) \frac{l_F}{\mu_F} + \frac{l_L}{\mu_F} \right] \left[1 + \frac{l_L}{l_{s2}} \right]} \approx \left[\frac{l \cdot s}{l_L \cdot q_2} + 1 \right] \cdot m \quad (30a)$$

$$m = \frac{E_1 \cdot k_2}{E_2 \cdot k_1} = \frac{1 + \frac{l_L}{l_{s1}}}{1 + \frac{l_L}{l_{s2}}} \text{ ist nur in geringen Grenzen änderbar und nahezu 1. Man}$$

kommt also mit um so weniger Windungen auf Steg 2 aus, je kleiner $\frac{s}{q_2}$ bei gegebenem

F und l_L wird. Der kleinste Luftpalt zur Verhütung einer Übersättigung des Eisenkernes durch den Gleichfluß ergibt sich bei einer aus Gleich- und Wechselkomponente resultierenden maximalen Durchflutung $(n_2 \cdot i_2)_{\max}$ und einer maximal zulässigen magnetischen Liniendichte \mathfrak{B}_{\max} , die noch unterhalb der Sättigung des Eisens liegen muß, aus der Maxwell'schen Bedingung für magnetische Feldstärke: $\oint \mathfrak{H} dl = \sum i$; d.h. $\mathfrak{H}_s \cdot s + \mathfrak{H}_F \cdot l_F = n \cdot i$ und der Bedingung für Quellenfreiheit $\text{div } \mathfrak{B} = 0$ oder $\Phi = \mathfrak{B}_F \cdot q_1 = \mathfrak{B}_F \cdot q_2$ und der Gleichung $\mathfrak{B} = \mu \mathfrak{H}$ zu:

$$\frac{s}{q_2} = \left[\mu \left(\frac{n_2 \cdot i_2}{F} \right)_{\max} - \frac{l_{F2}}{\mu_F} \right] \frac{1}{q_1} \quad (31)$$

Ist für eine bestimmte Ablenkamplitude die erforderliche Amperewindungszahl des Steges 1: $n_1 \cdot i_1$ und die des Steges 2 $n_2 \cdot i_2$, so ist infolge der Parallelschaltung dieser beiden magnetomotorischen Kräfte in beiden Stegen die Summe beider Amperewindungszahlen erforderlich:

$$n \cdot i = n_1 \cdot i_1 + n_2 \cdot i_2 = n_1 \cdot i_1 \left(1 + \frac{n_2 \cdot i_2}{n_1 \cdot i_1} \right) = n_1 \cdot i_1 \left(1 + \frac{n_1 \cdot k_1}{n_2 \cdot k_2} \right) \quad (32)$$

oder bei der Wahl von $\frac{n_1}{n_2} = \frac{k_2}{k_1}$ folgt:

$$n \cdot i = 2 n_1 \cdot i_1 \quad (33)$$

Die Induktivität des Doppelstegjoches ist, da der Einfluß der Gegeninduktivität durch die Wahl $\frac{n_2}{n_1} = \frac{k_1}{k_2}$ eliminiert wurde und die MMK beider Stege auf den gleichen magnetischen Außenwiderstand, den Ablenkraum wirken:

$$L = \frac{1}{2} \frac{L_1 \cdot L_2}{L_1 + L_2} \quad (34)$$

und die Windungsinduktivität

$$k = \frac{1}{2} \frac{k_1 \cdot k_2}{k_1 + k_2} \quad (35)$$

Somit wird die Ablenkgröße des Doppelstegjoches

$$G_{II} = \frac{A/l}{(ni)} \sqrt{\frac{U}{k}} = \frac{A/l}{2(n_1 i_1)} \sqrt{\frac{2U(k_1 + k_2)}{k_1 \cdot k_2}} = \frac{A/l}{n_1 i_1} \sqrt{\frac{U(k_1 + k_2)}{2 k_1 \cdot k_2}} \quad (36)$$

Für $k_1 = k_2$ würde $G_{II} = \frac{A/l}{n_1 i_1} \sqrt{\frac{U}{k_1}} = G_I$ sein, also die gleiche wie beim Einstiegjoch.

All diese Betrachtungen gelten analog für das symmetrische Joch, denn dieses kann durch zwei unsymmetrische zusammengesetzt gedacht werden, insbesondere kann die Gleichfeldunterdrückung nach Abb. 9 auch auf Abb. 8 Anwendung finden.

II. Nichtlineare Ablenkssysteme

1. Ablenkspulen mit Transformatorkopplung

Die Trennung der Gleichstromkomponente vom Ablenkraum hat außer den bisher behandelten linearen Ablenkssystemen auch die Entwicklung nichtlinearer zur Folge gehabt, deren Verzerrung entweder durch genügend große Zeitkonstanten der Koppelglieder oder durch Generatoren mit kleinen Innenwiderständen hinreichend klein gehalten werden oder durch Vorverformung des Erregerstromes aufgehoben werden kann. Vom ersten Verfahren macht man im allgemeinen bei den hohen Ablenkfrequenzen (Zeilenfrequenz) Gebrauch, vom zweiten Verfahren bei den tiefen Frequenzen (Bildwechselfrequenz). Die neben der erwähnten Drosselkopplung wichtigste gleichstromblockierende Kopplungsart ist die Transformatorkopplung. Sie hat den besonderen Vorteil, daß eine Anpassung des Ablenksystems an die vorhergehende Röhre leicht

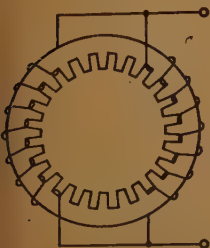


Abb. 8

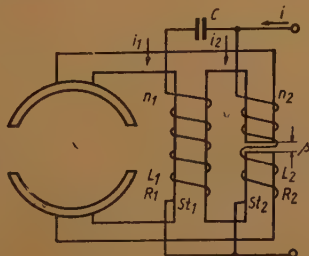


Abb. 9

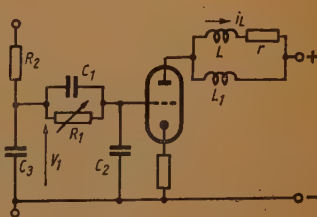


Abb. 10

möglich ist. Wird der Transformator von einem zeitproportionalen Strom $i_1 = \frac{I_1}{T} \cdot t$ primärseitig erregt, so nimmt der sekundäre Ablenkstrom i_2 im Ablenkssystem mit der Induktivität L und dem ohmschen Widerstand R , das an die Sekundärwicklung des Transformators mit der Ausgangsinduktivität L_2 und dem ohmschen Widerstand R_2 bei einer Transformatorgegeninduktivität M angeschlossen ist, die Form an:

$$i_2 = -I_2 \left(K - e^{-\frac{R+R_2}{L+L_2} \cdot t} \right) \quad (37)$$

wobei

$$I_2 = \frac{I_1 \cdot M}{(L_2 + L) \left(1 - e^{-\frac{R+R_2}{L+L_2} \cdot T} \right)}$$

und

$$K = \frac{L_2 + L}{(R_2 + R) \cdot T} \cdot e^{-\frac{R+R_2}{L+L_2} \cdot T}$$

ist, was sich leicht aus der Transformatorgleichung für die Sekundärspannung bei linear ansteigendem Primärstrom ableiten läßt.

Die Linearitätsverzerrung zwischen Anfang und Ende der Periode T ist:

$$p = 1 - \frac{\left(\frac{\partial i_2}{\partial t} \right)_{t=T}}{\left(\frac{\partial i_2}{\partial t} \right)_{t=0}} = 1 - e^{-\frac{R+R_2}{L+L_2} \cdot T} \quad (38)$$

Sie ist im Fernsichtbild noch erträglich, wenn sie kleiner als 10% ist, d. h. es muß $\frac{L+L_2}{R+R_2} = 10 T$ sein. Diese Bedingung läßt sich für hohe Ablenkfrequenzen leicht erfüllen. Für die Bildwechselfrequenz dagegen müßte der Transformator außergewöhnlich groß gewählt werden, wenn diese Bedingung noch erfüllt werden sollte. Um dies zu vermeiden, wendet man zweckmäßig das zweite Verfahren der Stromverzerrung an. Die erforderliche Kippkurvenform des Erregerstromes ergibt sich gleichfalls aus der Transformatorgleichung für die Sekundärspannung

$$i_1 = \frac{I_2}{M} (R_2 + R) \left[\left(\frac{L_2 + L}{(R_2 + R) \cdot T} - \frac{1}{2} \right) \cdot t + \frac{t^2}{2T} \right] + K, \quad (39)$$

wenn $i_2 = I_2 \left(\frac{1}{2} - \frac{t}{T} \right)$ werden soll. Die Form von i_1 muß also eine Gleichung zweiten Grades erfüllen, wenn der Sekundärstrom proportional ansteigen soll⁶⁾. Bei $\frac{L+L_2}{R+R_2} = \frac{1}{2} T$ muß i_1 eine rein quadratische Form haben, eine Bedingung, die bei manchen Verstärkerröhren näherungsweise durch deren Kennlinie weitgehend erfüllt wird. Interessant und von Bedeutung in diesem Zusammenhang ist eine von Philips

⁶⁾ DRP 709 907 Fernseh GmbH.

⁷⁾ Brit. Pat. 515 115.

veröffentlichte Schaltung⁷⁾, die die Stromformbedingung für i_1 dadurch erfüllt, daß die Steuerspannung einer stark gegengekoppelten Verstärkerröhre durch ein Netzwerk aus Kondensatoren und Widerständen so vorverzerzt wird, daß sie und dementsprechend auch der gesteuerte Strom der obigen Gleichung genügt. Es ist sogar möglich, im Transformatorausgangskreis eine Zeitkonstante, die kleiner als $\frac{1}{2} T$ ist, zu verwenden.

Der Strom muß dann zunächst einen fallenden und dann einen ansteigenden Ast haben. Die Schaltung ist in Abb. 10 nochmals mit den eingetragenen Bezeichnungen der einzelnen Schaltelemente wiedergegeben. Der Strom in der Spule L wird:

$$i_L = \frac{j \omega L_1 - \omega^2 L_1 \cdot C_1 \cdot R_1}{j \omega \{L_1 + L + (C_1 + C_2) R_1 r\} - \omega^2 (L_1 + L_2) (C_1 + C_2) R_1 + r} S \cdot V_1$$

$$= \frac{j a \omega - b \omega^2}{j c \omega - d \omega^2 + r} S \cdot V_1.$$

Unter der Bedingung, daß $r \ll j c \omega - d \omega^2$ und $\frac{a}{c} = \frac{b}{d}$ oder $\frac{C_2}{C_1 \cdot R_1 (C_1 + C_2)} = \frac{r}{L_1 + L}$

ist, wird i_L proportional der Eingangsspannung V_1 , die einen zeitproportionalen Verlauf haben soll. Die Vernachlässigung von r gegenüber $j c \omega - d \omega^2$ ist um so mehr zulässig, je größer C_2 gegenüber C_1 ist. Weiterhin muß das Netzwerk so hochohmig sein, daß es die Spannung V_1 nur unmerklich belastet. Die Rechnung gilt für die in der Schaltung gezeigte Stromverzweigung im Anodenkreis der Verstärkerröhre. Sie gilt natürlich auch für die Transformatorkopplung, wenn L_1 durch die Gegeninduktivität M , L durch

die übersetzte Induktivität $\left(\frac{n_1}{n_2}\right)^2 \cdot L$ und r durch den übersetzten ohmschen Widerstand $\left(\frac{n_1}{n_2}\right)^2 \cdot r$ des Ablenksystems ersetzt werden. Es muß dann also werden:

$$\frac{C_2}{C_1 \cdot R_2 (C_1 + C_2)} = \frac{\left(\frac{n_1}{n_2}\right)^2 \cdot r}{M + \left(\frac{n_1}{n_2}\right)^2 \cdot L} \quad (40)$$

2. Doppelstegjoch mit Kurzschlußring

Ein weiteres nichtlineares Ablenkssystem ist von Telefunken⁸⁾ angegeben, und zwar ein Ablenkjoch ebenfalls mit zwei Stegen. Im Gegensatz zu dem beschriebenen Ablenkjoch mit zwei Stegen für lineare Ablenkung trägt dieses Joch auf dem zweiten Steg einen Kurzschlußring. Dieser hat dieselbe Aufgabe wie die zweite Spule des beschriebenen Doppelstegjoches. Durch den Kurzschlußstrom wird ein Gegenfeld erzeugt, das einen magnetischen Wechselstromkurzschluß über diesen Steg verhindert, während der Gleichstrom über den Steg kurzgeschlossen wird. Da jedoch der Kurzschlußstrom den gleichen Bedingungen unterworfen ist wie der Sekundärstrom des Transformators (Gleichung 37, jedoch $R = 0$ und $L = 0$ gesetzt), muß das Gegenfeld die gleiche Verzerrung p wie dieser aufweisen, und zwar:

⁷⁾ Philips Technische Rundschau, H. 10, Nr. 10 (1949), S. 314.

⁸⁾ DRP 711 409 Telefunken GmbH

$$p = 1 - \frac{1 - \frac{n_2}{n_1} \cdot \frac{M}{L_2} \cdot \frac{L_2}{R_2} \cdot \frac{T}{\left(1 - e^{-\frac{R_2}{L_2} T}\right)}}{1 - \frac{n_2}{n_1} \cdot \frac{M}{L_2} \cdot \frac{T \cdot e^{-\frac{R_2}{L_2} T}}{\frac{L_2}{R_2} \left(1 - e^{-\frac{R_2}{L_2} T}\right)}} \quad (41)$$

bzw. wenn man in M die Streuung σ berücksichtigt: $M = \sqrt{(1 - \sigma) L_1 L_2}$

$$p = 1 - \frac{1 - \frac{\sqrt{1 - \sigma} \cdot T \cdot \frac{R_2}{L_2}}{1 - e^{-\frac{R_2}{L_2} T}}}{1 - \frac{\sqrt{1 - \sigma} \cdot T \cdot \frac{R_2}{L_2}}{e^{\frac{R_2}{L_2} T} - 1}} \quad (41a)$$

Infolge des Streufeldes über dem Ablenkraum muß man mit großen Streuungen rechnen. Es wurden Streufaktoren von 50% gemessen, so daß man z. B. bei der Anwendung des Joches für tiefe Frequenzen, bei dem $T \cdot \frac{R_2}{L_2} = 0,1$ gewählt werden könnte, ohne zu unerträglichen Dimensionen des Joches zu kommen, eine Verzerrung $p = 1 - \frac{1 - 0,745}{1 - 0,27} = 22\%$ entstehen würde. Es muß also ebenfalls mit vorverzerrem Strom gearbeitet werden, wenn die Verzerrungen klein gehalten bzw. beseitigt werden sollen.

III. Zusammenfassungen und allgemeine Betrachtungen

In der vorliegenden Abhandlung wurden die charakteristischen Eigenschaften der magnetischen Ablenkensysteme behandelt: Ablenkempfindlichkeit, Induktivität, magnetischer Wirkungsgrad und Ablenkgrüte.

Die aufgestellte Formel für die Gütezahl $G = \frac{A}{(n \cdot l) \cdot l} \cdot \sqrt{\frac{U}{k}}$ ermöglicht einen Vergleich zwischen verschiedenartigen Ablenkensystemen. Von den hier behandelten haben die zylindrisch abgeschirmten Parallelleiter-Spulensysteme und die Ringjochs mit durch die Wicklung greifenden Zähnen den größten Wirkungsgrad und die größte Gütezahl.

Die hier behandelten stellen jedoch nur einen Teil der bei Ablenkensystemen auftretenden Probleme dar.

Erwähnt sei nur das wichtige elektronenoptische Problem der Ablenkfelder oder die Erscheinungen bei der teilweisen bzw. vollkommenen Durchdringung von Ablenk- und Fokussierfeld. Ein anderes ist das der zulässigen Abweichung des Anstieges der Ablenkfelder vom linearen. Hierüber sind zwar neuerdings Abmachungen getroffen, die eine Abweichung des Anstieges vom linearen um $\pm 5\%$ zulassen. Im Hinblick auf geringsten Aufwand erscheint diese Tolerierung jedoch ungünstig. Günstiger wäre zur Erzielung guter Geometrie bei geringstem Aufwand sowohl beim Sender als auch beim Empfänger eine bestimmte Exponentialfunktion vorzuschreiben und die Abweichung von dieser zu tolerieren, da bei den meisten Ablenkgeneratoren die Spannung bzw. Stromkurven selbst natürliche Exponentialfunktionen sind, deren Exponent sich leicht beherrschen läßt.

Drei elementare Fälle der Expansion von Raumladungswolken

Einleitung

Für viele Elektronenröhren besteht die Forderung nach möglichst großen Strom- bzw. Raumladungsdichten. Große Stromdichten sind infolge der begrenzten Teilchengeschwindigkeiten nur durch entsprechend hohe Raumladungsdichte zu bewerkstelligen [1] [2] [3].

Infolge der gegenseitigen Abstoßung gleichnamiger Ladungen haben jedoch die Raumladungswolken das Bestreben, auseinanderzufließen. Selbst wenn man die Geschwindigkeit der Elektronen infolge ihrer Wärmebewegung gegen diejenige, die sie in den Raumladungsfeldern erhalten, vernachlässigt, führt die Rechnung auf im allgemeinen unlösbare nichtlineare Differentialgleichungen.

Hier werden drei Fälle gezeigt, die bei nichtrelativistischer Betrachtung exakt elementar lösbar sind.

1. Die Verformung einer anfänglich homogenen Raumladungskugel

Betrachten wir eine homogene, kugelförmige Elektronenwolke, die sich in einem vollständig evakuierten, ladungsfreien Raum befindet, so ist bekanntlich die Feldstärke E_1 im Innern der Kugel dem Abstand des Aufpunktes vom Kugelmittelpunkt proportional [4]

$$E_1 = \frac{Q}{4 \pi \epsilon_0} \frac{r}{y} \quad r \leq y \quad (1)$$

Es bedeuten Q die gesamte Raumladung, r die Entfernung des Aufpunktes vom Kugelmittelpunkt und y den Radius der Raumladungskugel.

An jedem Elektron greift also eine zentrifugale Kraft, proportional zu r , an, die auf dieses die Radialbeschleunigung $b_r = \frac{e}{m} E_1$ ausübt. e/m ist das Verhältnis von Ladung

zu Masse des Elektrons. Sind nun alle Elektronen dieser Raumladungswolke zur Zeit $t = 0$ in Ruhe, so wird sowohl ihre Geschwindigkeit als auch der von ihnen zur Zeit t zurückgelegte Weg ihren Anfangsradien r_0 proportional sein, d. h. aber, daß die Raumladungsdichte zwar zeitlich abnimmt, dabei jedoch eine homogene räumliche Verteilung beibehält.

Für die Punkte der Kugeloberfläche $r = y$ ist die Feldstärke

$$E = \frac{Q}{4 \pi \epsilon_0} \frac{1}{y^2} \quad (2)$$

und deren Radialbeschleunigung

$$\frac{d^2 y}{dt^2} = \frac{Q}{4 \pi \epsilon_0} \frac{e}{m} \frac{1}{y^2} = \frac{C_1^2}{2 y^2} \quad (3)$$

mit

$$\frac{C_1^2}{2} = - \frac{Q}{4 \pi \epsilon_0} \frac{e}{m}$$

Die nichtlineare D. Gl. 2. Ordnung (3) läßt sich bekanntlich elementar integrieren, wenn sie mit $\frac{dy}{dt}$ beiderseits multipliziert wird [5]. Sie wird dann gleichwertig zu der D. Gl.

$$d \left[\left(\frac{dy}{dt} \right)^2 \right] = C_1^2 \frac{dy}{y^2} \quad (4)$$

die, nach einmaliger Integration, in die D. Gl. 1. Ordnung

$$\left(\frac{dy}{dt} \right)^2 = - \frac{C_1^2}{y} + V_\infty^2 \quad (5)$$

übergeht. V_∞ ist dabei die Integrationskonstante, sie gibt die Geschwindigkeit der Elektronen der Kugeloberfläche für $t \rightarrow \infty$ und somit auch $y \rightarrow \infty$ an. V_∞ berechnet man nach (5), aus $\frac{dy}{dt} = 0$ für $y = y_0$, dem Anfangsradius der Kugel, zu

$$V_\infty = \frac{C_1}{\sqrt{y_0}} \quad (6)$$

Die D. Gl. (5) läßt sich somit durch Trennung der Variablen integrieren.

$$C_1 t = \int_{y=y_0}^{y>y_0} \frac{dy}{\sqrt{\frac{1}{y_0} - \frac{1}{y}}} \quad (7)$$

Mit Hilfe der Substitution $u = \frac{1}{y}$ läßt sich die Integration ausführen und liefert das gesuchte Resultat (siehe auch Abb.):

$$K_1 t = \frac{y}{y_0} \sqrt{1 - \frac{y_0}{y}} - \frac{1}{2} \ln \frac{1 - \sqrt{1 - \frac{y_0}{y}}}{1 + \sqrt{1 - \frac{y_0}{y}}} = f_1 \left(\frac{y}{y_0} \right) \quad (8)$$

Zur Abkürzung wurde dabei $\frac{C_1}{y_0^{3/2}} = \sqrt{\frac{2}{3} \frac{e}{\epsilon_0 m} \rho_0} = K_1$ gesetzt. ρ_0 ist die homogene Ladungsdichte für $t = 0$.

2. Die Verformung eines unendlich langen Raumladungszylinders

Auch eine Raumladung von kreiszylindrischer Form behält bei der Expansion im leeren Raum streng ihre Kreiszylinderform und homogene Ladungsverteilung bei, wenn sie zu irgendeinem Zeitpunkt homogen und ohne innere Bewegungen war, denn es gilt auch hier, daß die Feldstärke im Innern des homogenen Zylinders

$$E_1 = \frac{Q}{2 \pi \epsilon_0} \frac{r}{y^2} \quad r \leq y \quad (9)$$

proportional r dem Abstand des Aufpunktes von der Zylinderachse ist. Die Elektronenbeschleunigung ist auch hier r proportional, so daß sich der Radius y des Zylinders mit einer Beschleunigung

$$\frac{d^2 y}{dt^2} = \frac{e}{m} E = \frac{e}{m} \frac{Q}{2 \pi \epsilon_0} \frac{1}{y} = \frac{C_2^2}{2} \frac{1}{y} \quad (10)$$

vergrößert, wobei $\sqrt{\frac{e}{m} \frac{Q}{\pi \epsilon_0}} = C_2$ gesetzt wurde.

Diese nichtlineare D. Gl. wird wie im Falle der Kugel mit $\frac{dy}{dt}$ multipliziert und gibt dann

$$d\left(\frac{dy}{dt}\right)^2 = C_2^2 \frac{dy}{y} \quad (11)$$

woraus durch Integration

$$\left(\frac{dy}{dt}\right)^2 = C_2^2 (\ln y - \ln y_0) = C_2^2 \ln \frac{y}{y_0} \quad (12)$$

folgt.

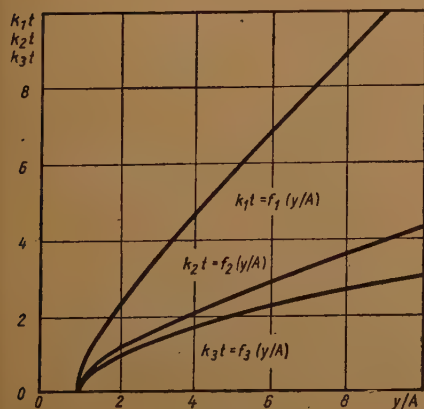
Die Integrationskonstante $-\ln y_0$ ergibt sich wiederum aus der Anfangsbedingung,

daß zur Zeit $t = 0$, $\frac{dy}{dt} = 0$ und $y = y_0$ sein muß.

Für $t \rightarrow \infty$, d. h. $y \rightarrow \infty$ wächst hier, im Gegensatz zur Kugel, $\frac{dy}{dt}$ wie $\ln y$ über alle Maße.

Durch Trennung der Variablen in (12) findet man

$$C_2 dt = \frac{dy}{\sqrt{\ln y/y_0}} \quad (13)$$



Das Integral von (13) führt mit Hilfe der Substitution $\tau = \sqrt{\ln y/y_0}$ auf die Lösung (siehe auch Abb.):

$$x = \sqrt{\ln y/y_0} \\ K_2 t = \int_0^x e^{\tau^2} d\tau = f_2(y/y_0) \quad (14)$$

Dieses unbestimmte Integral liegt tabelliert vor [6], Statt $\frac{1}{2} \sqrt{\frac{e}{m \epsilon_0} \rho_0}$ wurde K_2 gesetzt, wobei ρ_0 wieder die Ladungsdichte für $t = 0$ bedeutet.

3. Die Expansion einer Raumladungsplatte

Zum Schluß sei auch noch ein dritter elementarer Fall, die Expansion einer in zwei Dimensionen unbegrenzten Raumladungsplatte der Dicke $2y$, angegeben, die ebenfalls im Zeitpunkt Null homogen und ohne innere Bewegung sein soll.

Hier ist das elektrische Feld E_1 senkrecht zur Platte,

$$E_1 = \frac{Q}{2\epsilon_0} \frac{\eta}{y} \quad (14)$$

dem Abstand η von der Mittelebene proportional, was wiederum eine notwendige Voraussetzung für die Erhaltung der homogenen Ladungsverteilung ist. Die Beschleunigung der Punkte der Oberfläche ist hier einfach

$$E = \frac{Q}{2\epsilon_0} \quad (15)$$

von y und somit auch t unabhängig.

Die Beschleunigung der Plattenoberfläche ist somit

$$\frac{d^2 y}{dt^2} = \frac{e}{m} \frac{Q}{2\epsilon_0} \quad (16)$$

woraus man analog zur Kugel und Zylinder die Flugzeit t zu y gehörend schreiben kann (siehe auch Abb.):

$$K_3 t = \sqrt{\frac{y}{y_0} - 1} = f_3\left(\frac{y}{y_0}\right) \quad (17)$$

$$\text{Mit } K_3 = \sqrt{\frac{e}{m} \frac{2\rho_0}{\epsilon_0}}$$

Die Geschwindigkeit der Plattenoberfläche wächst hier für $y \rightarrow \infty$ wie \sqrt{y} noch schneller über alle Maße als im Zylinderfalle.

Schrifttum:

- [1] Rothe-Kleen: Grundlagen und Kennlinien der Elektronenröhren, Akad. Verlagsgesellschaft, Leipzig 1948, S. 58.
- [2] Steyskal u. Hernquist: Statische Raumladungseffekte, Physikalische Blätter 10 (1950), S. 448.
- [3] Kleinwächter: Eine Wanderfeldröhre ohne Verzögerungsleitung, ETZ 72 (1951), H. 24, S. 714—717.
- [4] Joos: Lehrbuch der theor. Physik, Akad. Verlagsgesellschaft, Leipzig 1932, S. 230.
- [5] Kamke: Gewöhnliche Differentialgleichungen, Akad. Verlagsgesellschaft, Leipzig 1942, S. 586.
- [6] Jahnke u. Emde: Funktionstabeln, Verlag Teubner, Leipzig 1933, S. 106.

Elementare Einführung in die Filtertheorie

Inhaltsangabe:

- | | |
|-------------------------------------|--|
| 1. Einleitung | 9. Bandsperre |
| 2. Tiefpaßhalbglied | 10. Einfluß der Verluste |
| 3. Duale Schaltungen | a) Durchlaßbereich |
| 4. Tiefpaßvollglied | b) Dämpfungsopol |
| 5. Betriebsverhalten des Tiefpasses | 11. Kreuzglieder |
| 6. Tiefpaß nach Zobel | 12. Anmerkungen für die Berechnung und den Bau von Filtern |
| 7. Hochpaß | 13. Schlußbemerkung |
| 8. Bandpaß | |

Verzeichnis der Symbole

- | | |
|--|--|
| U_0 EMK des Generators | Z_{π}^* Wellenwiderstand der π -Schaltung im Sperrbereich |
| U_1 Spannung am Filtereingang | Z_0 Wellenwiderstand bei der $\Omega = 0$ |
| U_2 Spannung am Filterausgang | $\Omega = \frac{\omega}{\omega_1}$ normierte Frequenz des Tiefpasses |
| J_1 Strom am Filtereingang | Ω_H normierte Frequenz des Hochpasses |
| J_2 Strom am Filterausgang | Ω_B normierte Frequenz des Bandpasses |
| J_C Strom im Kondensator | Ω_S normierte Frequenz der Bandsperre |
| J_Q Strom im Querkreis | Ω_{∞} normierte Polfrequenz |
| J_L Strom in der Spule | ω_1 Grenzfrequenz des Tief- und Hochpasses sowie obere Grenzfrequenz von Bandpaß und Bandsperre |
| J_a } Ströme in den Brückenarmen | ω_{-1} untere Grenzfrequenz von Bandpaß und Bandsperre |
| J_b } von Kreuzgliedern | ω_{∞} Polfrequenz |
| \mathfrak{M} komplexer Widerstand | α Phasenmaß |
| R reeller Widerstand | \flat Dämpfungsmaß |
| R_L im Zuge der Übertragungsrichtung liegender Widerstand | b_V Dämpfung im Durchlaßbereich, hervorgerufen durch die Verluste |
| R_q quer zur Übertragungsrichtung liegender Widerstand | b_P Poldämpfung unter Berücksichtigung der Verluste |
| R_i innerer Widerstand des Generators | N Neper |
| R_a } Widerstände der Brückenarme | B Betriebsdämpfung |
| R_b } von Kreuzgliedern | B_P Betriebsdämpfung bei der Polfrequenz unter Berücksichtigung der Verluste bei Widerstandsebnung |
| R_V Verlustwiderstand der Spulen | m Koeffizient bei Zobelgliedern |
| N_{\max} vom Generator maximal abgebbare Leistung | ξ Größe zur Berechnung äquivalenter Schaltungen |
| N_2 Leistung im Verbraucherwiderstand R | G Verlustleitwert der Kondensatoren |
| ω Kreisfrequenz | GL Spulengüte |
| L Selbstinduktion | G_C Güte der Kondensatoren |
| C Kapazität | G_{∞} Güte der Schaltelemente beim Dämpfungsopol |
| Z_T Wellenwiderstand der T-Schaltung | |
| Z_{Tm} Wellenwiderstand der T-Schaltung beim Zobelglied | |
| Z_{π} Wellenwiderstand der π -Schaltung | |
| $Z_{\pi m}$ Wellenwiderstand der π -Schaltung beim Zobelglied | |
| Z_T^* Wellenwiderstand der T-Schaltung im Sperrbereich | |
| $Z_{T\infty}^*$ Wellenwiderstand der T-Schaltung bei der Polfrequenz | |

1. Einleitung

Von den Anfängern, die sich mit Filtern beschäftigen wollen, gelingt es nur den mathematisch Veranlagten, tiefer in die Materie einzudringen, da ein gewisses Maß von mathematischen Kenntnissen vorausgesetzt wird. So kommt es, daß der eine und der andere sich zum Filterspezialisten entwickelt, während ein großer Teil der Techniker zwar mit den von den Spezialisten berechneten Filtern arbeitet, aber die Zusammenhänge, die er bei der Anwendung der Filter kennen mußte, nicht genügend beherrscht. Es wird daher hier versucht, die Filtertheorie für den in der Praxis stehenden Techniker an Hand von Vektordiagrammen zu veranschaulichen. Dabei werden die Zusammenhänge am Tiefpaß erläutert. Später wird zum Hochpaß und Bandpaß übergegangen. Ferner wird der Einfluß der Verluste behandelt. Alle Ableitungen werden an Halbgliedern durchgeführt. Mit Ausnahme der Gl.(67) mit (73) gelten daher bei den Abzweigfiltern alle angegebenen Beziehungen für das Phasenmaß und das Dämpfungsmaß für Halbglieder. Zum Schluß werden Kreuzglieder behandelt.

2. Tiefpaßhalbglied

Es sei folgende Aufgabe gestellt:

Gegeben ist ein Generator, welcher ein Gemisch von verschiedenen Frequenzen liefert, und ein reeller Widerstand R . Nun sollen alle Frequenzen von $\omega = 0$ bis $\omega = \omega_1$ dem Verbraucherwiderstand R zugeführt werden, während alle höheren Frequenzen von R fernzuhalten sind. Da der Widerstand einer Drosselspule mit zunehmender Frequenz größer wird, schalten wir zunächst zwischen Generator und Widerstand eine Induktivität (Abb. 1). Für irgendeine der vom Generator Gen. gelieferten Frequenzen habe die Klemmspannung am Generator die Größe U_1 . Diese Spannung hat einen Strom J zur Folge, welcher an R die Spannung U_2 erzeugt. An der Spule L entsteht ein Spannungsabfall $J\omega L$, welcher auf der Spannung an R senkrecht steht (Abb. 2). Wir sehen aus der Abb. 2, daß es auf diese Weise gelingt,

das Verhältnis $\frac{U_2}{U_1}$ mit zunehmender Frequenz immer kleiner und kleiner zu machen. Wir erkennen aber weiter, daß es mit dieser Schaltung nie gelingen kann, einen Frequenzbereich zu erhalten, bei dem die vom Generator gelieferte Leistung $U_1 J$ auf den Verbraucher R übertragen wird, obwohl wir die Spule verlustfrei angenommen haben. Würde es durch zusätzlichen Aufwand von Spulen und Kondensatoren gelingen, den Belastungswiderstand des Generators $\frac{U_1}{J}$ in den Bereich, den wir verlustlos übertragen

wollen, reell zu machen, so müßte die gesamte von dem Generator gelieferte Leistung an dem Verbraucherwiderstand R auftreten, denn die zwischengeschalteten verlustlosen Spulen und Kondensatoren können keine Energie verzehren. Ob und unter welchen Bedingungen dieses möglich ist, wollen wir für den Fall untersuchen, bei dem nach Abb. 3 zwischen Generator und Spule ein Kondensator C quergeschaltet ist. Diese Schaltung bezeichnet man als Tiefpaßhalbglied. Ein Halbglied stellt die kleinste Filtereinheit dar und kann, wie später gezeigt wird, zum Vollglied ergänzt werden. Nun konstruieren wir das Vektordiagramm Abb. 4. Die Strecke $a \rightarrow b$ stellt die Eingangsspannung U_1 , die Strecke $a \rightarrow c$ die Ausgangsspannung U_2 und die Strecke $c \rightarrow b$ den Spannungsabfall an der Spule dar. Der Strom J_1 ist mit der Spannung U_2 in Phase, während die Spannung an der Spule dem Strom J_2 um 90° vorausliegt. Der Strom im Kondensator C eilt der Spannung U_1 um 90° voraus und ist zu J_2 zu addieren, um den Eingangsstrom J_1 zu erhalten. Soll der Eingangsscheinwiderstand reell sein, so muß J_2 so groß gemacht werden, daß J_1 und U_1 in Phase sind.

Aus Abb. 4 können wir ablesen:

$$\frac{J_1}{J_2} = \frac{U_2}{U_1} \quad (1)$$

oder

$$U_1 J_1 = U_2 J_2 \quad (2)$$

Aus dieser Gl. erschen wir, daß, wie oben behauptet wurde, die Ausgangsleistung gleich der Eingangsleistung ist, wenn wir den Eingangswiderstand reell machen. Würden wir durch eine Parallelschaltung einer weiteren Kapazität den Strom J_0 vergrößern, so würde der Eingangsstrom J_1 der Eingangsspannung U_1 voreilen. Bei Beibehaltung der Eingangsspannung würde sich durch die Zuschaltung die Ausgangsleistung nicht ändern. Der Generator aber, mit dem wir den Tiefpaß speisen, müßte außer dieser Nutzleistung noch die zusätzliche Blindleistung für die Zusatzkapazität aufbringen. Der Generator müßte für die Scheinleistung ausgelegt werden, d. h. er muß in der Lage sein, die erforderliche Spannung

und den erforderlichen Strom zu liefern, obwohl die nutzbare Wirkleistung kleiner als die Scheinleistung ist. Aus obiger Überlegung sehen wir, daß am Ausgang eines mit einem reellen Widerstand abgeschlossenen Filters auftretende Wirkleistung gleich dem Wirkanteil der Scheinleistung am Eingang des Filters ist. Da wir aber bei allen Frequenzen, die übertragen werden sollen, die Leistung, für die der Generator ausgelegt ist, auf den Verbraucher übertragen wollen, müssen wir den Eingangsscheinwiderstand des Filters für alle diese Frequenzen reell machen. Voraussetzung ist dabei, daß die Spulen und Kondensatoren verlustlos sind und somit keine Leistung verbrauchen.

Vom Abschlußwiderstand verlangen wir zunächst, daß er im ganzen Durchlaßbereich reell sei. Wie sich später zeigen wird, sind noch weitere Bedingungen an ihn zu stellen. Wir bezeichnen ihn daher im Gegensatz zu einem konstanten ohmschen Widerstand mit Z_T statt mit R . Nun wollen wir untersuchen, welche Forderungen an Z_T zu stellen sind, wenn wir L und C unverändert lassen, um den Eingangswiderstand nicht nur für eine Frequenz, sondern für einen ganzen Frequenzbereich reell zu machen.

Nach Abb. 4 ist

$$\frac{J_c}{J_2} = \frac{J_2 \omega L}{U_1} = \frac{J_2 \omega L}{\sqrt{(J_2 \omega L)^2 + (J_2 Z_T)^2}} = \frac{\omega L}{\sqrt{(\omega L)^2 + Z_T^2}} \quad (3)$$

Da

$$U_1 = \frac{J_c}{\omega C} \quad (4)$$

ist, wird mit dem linken Teil von (3)

$$\frac{J_c}{J_2} = \frac{J_2 \omega L}{J_c} \omega C \quad (5)$$

oder

$$\left(\frac{J_c}{J_2} \right)^2 = \omega^2 L C \quad (6)$$

Mit dem rechten Ausdruck von (3) und mit (6) ist

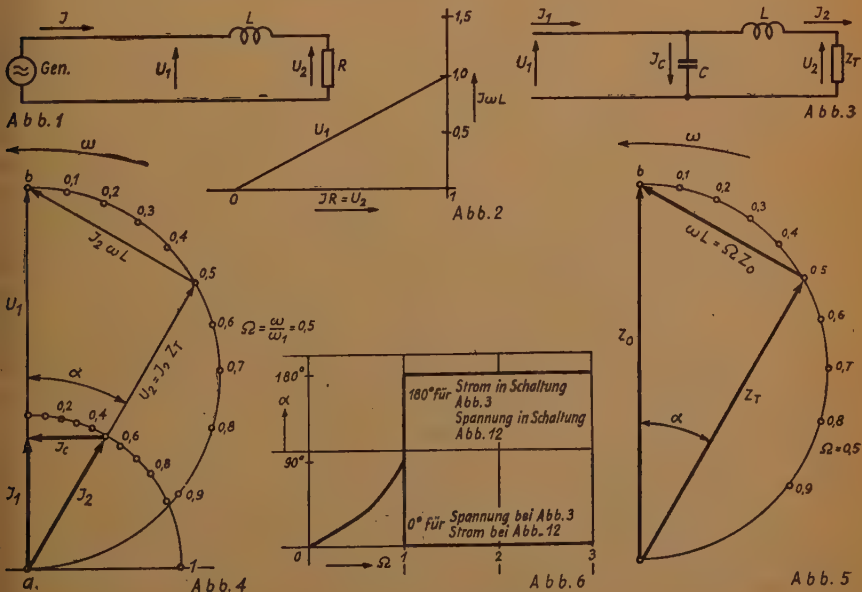


Abb. 1 Drosselspule zwischen Generator und Verbraucher. Abb. 2 Vektordiagramm für Abb. 1. Abb. 3 Tiefpaßglied. Abb. 4 Vektordiagramm zu Abb. 3 für $\Omega = 0.5$. Abb. 5 Widerstands-dreieck für den Strom J_2 in Abb. 3. Abb. 6 Phasenmaß des Tiefpasses nach Abb. 3

$$\left(\frac{J_C}{J_z} \right)^2 = \frac{(\omega L)^2}{(\omega L)^2 + Z_T^2} = \omega^2 L C \quad (7)$$

Damit wird

$$(\omega L)^2 = \omega^2 L C [(\omega L)^2 + Z_T^2] \quad (8)$$

und, wenn wir beide Seiten der Gleichung durch $\omega^2 L C$ dividieren,

$$\frac{L}{C} = (\omega L)^2 + Z_T^2 \quad (9)$$

Daraus wird

$$Z_T = \sqrt{\frac{L}{C} - (\omega L)^2} = \sqrt{\frac{L}{C}} \sqrt{1 - \omega^2 L C} \quad (10)$$

Die Größe des Widerstandes Z_T ist also außer von L und C von der Frequenz abhängig. Soll nun nicht nur für eine Frequenz, sondern für einen ganzen Frequenzbereich der Eingangswiderstand reell sein, so muß der Abschlußwiderstand die durch (10) gegebene Frequenzabhängigkeit besitzen. Wir nennen den Widerstand, der dieser Forderung genügt, den Wellenwiderstand des Filters. Mit zunehmender Frequenz wird er im vorliegenden Fall im Übertragungsbereich immer kleiner und erreicht bei der Frequenz

$$\omega_1 = \frac{1}{\sqrt{L C}} \quad (11)$$

den Wert Null. Der Frequenzbereich von $\omega = 0$ bis $\omega = \omega_1$, in dem wir durch Abschluß des Tiefpasses mit Z_T den Eingangswiderstand reell machen, nennen wir den Übertragungsbereich, denn für diesen ganzen Bereich gilt (2).

Setzen wir

$$\frac{\omega}{\omega_1} = \Omega \quad (12)$$

und

$$\sqrt{\frac{L}{C}} = Z_0 \quad (13)$$

so wird aus (10)

$$Z_T = Z_0 \sqrt{1 - \Omega^2} \quad (14)$$

Z_0 ist der Wellenwiderstand bei der normierten Frequenz Ω gleich Null. Für Hochpässe, Bandpässe und Bandsperren, die wir später behandeln, gelten andere Bezeichnungen für die normierte Frequenz. Die Einführung der normierten Frequenzen bringt den Vorteil, daß für die charakteristischen Daten der verschiedenen Filtertypen die gleichen Beziehungen gelten, wenn wir die jeweils zugehörige normierte Frequenz einsetzen.

Der Wellenwiderstand eines Filters ist also derjenige Widerstand, mit dem wir ein Filter abschließen müssen, um im gesamten Durchlaßbereich am Eingang des Filters einen reellen Widerstand zu erhalten.

Da man für ωL auch schreiben kann

$$\omega L = \omega \sqrt{\frac{L^3}{C}} = \omega \sqrt{\frac{L^3 C}{C}} = \omega \sqrt{L C} \sqrt{\frac{L}{C}}$$

erhält man mit (11) und (13)

$$\omega L = \frac{\omega}{\omega_1} Z_0$$

und mit (12)

$$\omega L = \Omega Z_0 \quad (15)$$

Damit wird mit (13) aus (9)

$$Z_0 = \sqrt{\Omega^2 Z_0^2 + Z_T^2} \quad (16)$$

Dieser Zusammenhang ist in Abb. 5 dargestellt und besagt, daß bei den Frequenzen des Übertragungsbereiches ($\Omega < 1$) die geometrische Summe vom Wellenwiderstand Z_T und vom Längswiderstand (ωL) konstant und gleich dem Wellenwiderstand bei der Frequenz Null ist.

Aus der Abb. 5 können wir ablesen:

$$\sin \alpha = \Omega \quad (17)$$

Diese Beziehung gilt nur im Übertragungsbereich, d. h. für $\Omega < 1$ und ist in Abb. 6 dargestellt. Wie Abb. 4 zeigt, eilt sowohl die Ausgangsspannung der Eingangsspannung ebenso wie der Ausgangsstrom dem Eingangsstrom um den Winkel α nach. Bevor wir L und C berechnen, betrachten wir noch einmal Abb. 4 und Abb. 7a bis f. Bei $\Omega = 0$ fällt der Punkt c mit dem Punkt b zusammen, es ist $J_c = 0$ und damit $J_1 = J_2 = \frac{U_1}{Z_0}$. Mit größer werdendem Ω wandert der Punkt c auf dem Kreisbogen entlang und α wird bei $\Omega = 0,707$ gleich 45° . Bei $\Omega = 1$ ist c bei a angelangt, α beträgt 90° und $J_2 \omega L$ fällt mit U_1 zusammen. U_2 ist am Punkt 1 angelangt. Es ist $J_2 = J_c$ und $J_1 = \text{Null}$ geworden.

Auch in Abb. 5 erreicht bei $\Omega = 1$ der Punkt c den Punkt a .

Daher ist

$$\omega_1 L = Z_0$$

und damit

$$L = \frac{Z_0}{\omega_1} \quad (18)$$

mit (11) wird

$$C = \frac{1}{\omega_1^2 L} = \frac{1}{\omega_1 Z_0} \quad (19)$$

Nun lassen wir $\omega > \omega_1$, d. h. $\Omega > 1$ werden und betrachten zunächst den Wellenwiderstand Z_T , dessen Frequenzabhängigkeit durch die Bedingungen für den Durchlaßbereich nach (14) gegeben ist. Da $\Omega^2 > 1$ ist, wird der Ausdruck unter der Wurzel negativ, d. h. daß Z_T imaginär wird. Ein Blick auf den mittleren Ausdruck von (10) zeigt, daß der induktive Widerstand ωL überwiegt, d. h. der Wellenwiderstand Z_T induktiv ist.

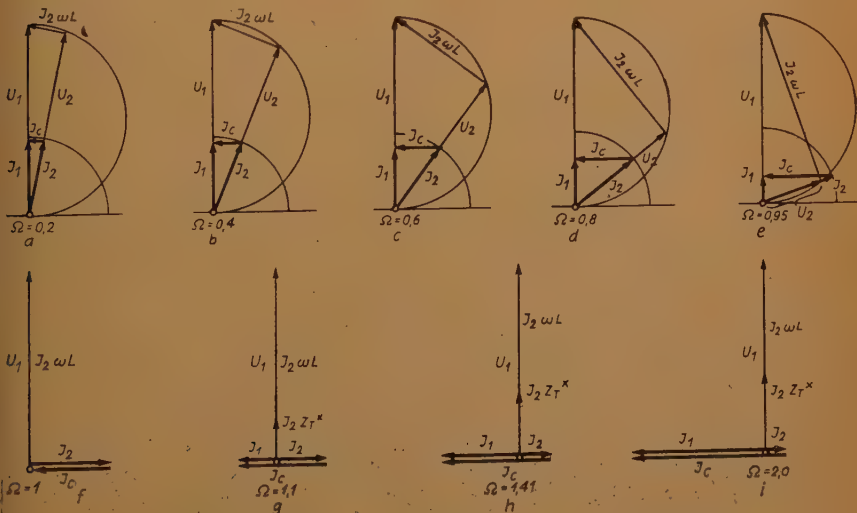


Abb. 7 Vektordiagramm zu Abb. 3 für verschiedene Ω

Da wir hier nur mit den Beträgen der Widerstände rechnen, wollen wir (14) für $\Omega > 1$ schreiben.

$$Z_T^* = Z_0 \sqrt{\Omega^2 - 1} \quad (20)$$

wobei Z_T^* ausdrücken soll, daß es sich um einen induktiven Widerstand handelt. Abb. 8 zeigt den Wellenwiderstand in Abhängigkeit von Ω . Nun betrachten wir das Vektordiagramm für $\Omega = \sqrt{2}$ in Abb. 9. Der Strom J_2 eilt der Spannung U_1 um 90° nach, da ωL und Z_T^* induktive Widerstände sind. U_1 setzt sich zusammen aus dem Spannungsabfall am Wellenwiderstand $J_2 Z_T^*$ und dem an der Selbstinduktion $J_2 \omega L$. Der Strom J_C eilt der Spannung U_1 um 90° voraus. Der Strom J_1 am Eingang ergibt sich als Differenz $J_C - J_2$. U_1 und U_2 sind in Phase, während J_1 und J_2 um 180° gegeneinander verschoben sind. In Abb. 7g bis i ist die Veränderung des Vektordiagrammes in Abhängigkeit von Ω im Sperrbereich dargestellt. An Hand des Vektordiagrammes Abb. 5 wollen wir nun den Eingangswiderstand betrachten, welchen wir mit Z_π bezeichnen wollen.

$$Z_\pi = \frac{U_1}{J_1} \quad (21)$$

Wir erweitern diese Gleichung mit U_2

$$Z_\pi = \frac{U_1}{U_2} \frac{U_2}{J_1} = \frac{U_1}{U_2} \frac{J_2 Z_T}{J_1} \quad (22)$$

Nun ergibt sich aus Abb. 4

$$\cos \alpha = \frac{U_2}{U_1} = \frac{J_1}{J_2} \quad (23)$$

Damit wird

$$Z_\pi = \frac{Z_T}{\cos^2 \alpha} = \frac{Z_T}{1 - \sin^2 \alpha} \quad (24)$$

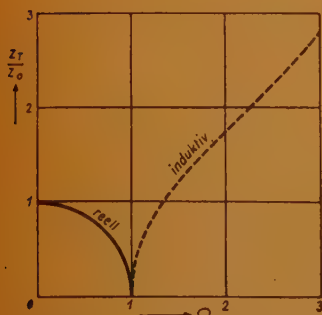


Abb. 8

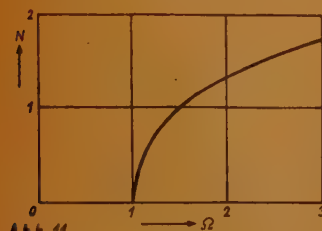


Abb. 11

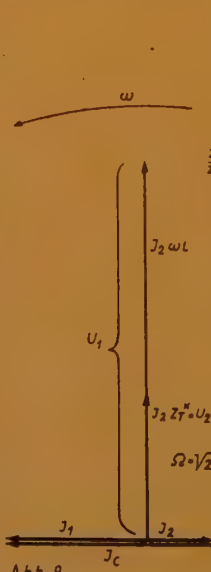


Abb. 9

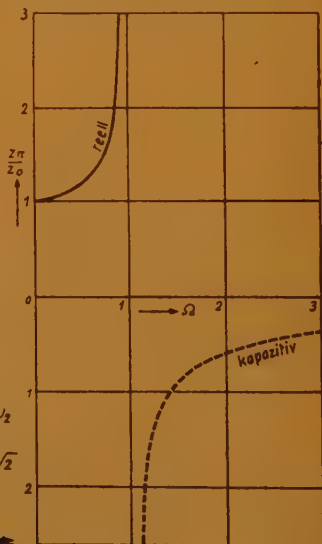


Abb. 10

Abb. 8 Wellenwiderstand Z_T des Tiefpasses

Abb. 10 Wellenwiderstand Z_π des Tiefpasses

Abb. 9 Vektordiagramm zu Abb. 3 für $\Omega = \sqrt{2}$

Abb. 11 Wellendämpfung des Tiefpaßhalbgliedes

Mit (14) und (17) wird

$$Z_{\pi} = \frac{Z_0 \sqrt{1 - \Omega^2}}{1 - \Omega^2} = Z_0 \frac{1}{\sqrt{1 - \Omega^2}} \quad (25)$$

Z_{π} ist im Durchlaßbereich ($\Omega < 1$) reell, steigt mit größer werdenden Ω an und wird bei $\Omega = 1$ unendlich. Wird $\Omega > 1$, so wird Z_{π} imaginär, und zwar kapazitiv, denn der Strom J_C (Abb. 3 und 7) wird größer als J_s . Wir schreiben für $\Omega > 1$ analog zu Z_T^*

$$Z_{\pi}^* = Z_0 \frac{1}{\sqrt{\Omega^2 - 1}} \quad (26)$$

In Abb. 10 ist der Verlauf von Z_0 in Abhängigkeit von Ω dargestellt. Bilden wir das Produkt $Z_T \cdot Z_{\pi}$, so sehen wir, daß dieses konstant gleich Z_0^2 ist. Solche Filter nennt man antimetrische Filter.

Nun wollen wir untersuchen, in welchem Maße die Energie am Ausgang des Filters abnimmt, wenn Ω größer als 1 wird. In der Vierpoltheorie und damit auch in der Filtertheorie gilt folgende Definition:

$$\frac{U_1 J_1}{U_2 J_2} = e^{2b} \quad (27)$$

Man setzt also die Eingangs- und Ausgangsenergie zueinander in Beziehung. Die Leistungen $U_1 J_1$ und $U_2 J_2$ sind Blindleistungen, da außerhalb des Durchlaßbereiches ($\Omega > 1$) der Wellenwiderstand am Eingang des Filters und der Wellenwiderstand, mit dem das Filter abgeschlossen ist, imaginär sind. b drückt die Dämpfung aus. Die Einheit von b bezeichnet man mit N (Neper). Den Zusammenhang zwischen dem linearen Verhältnis und der Neperangabe findet man in Tabellenwerken. Hier nur einige Zahlen:

linear	2	4	8	100	1000
Neper ...	0,7	1,4	2,1	4,6	7

Nun betrachten wir Abb. 9.

Es ist

$$\frac{J_1}{J_2} = \frac{J_C - J_s}{J_2} = \frac{J_C}{J_2} - 1 \quad (28)$$

Ferner ist

$$J_C = U_1 \omega C \text{ und } J_s = \frac{U_1}{\omega L + Z_T^*} \quad (29)$$

Damit wird

$$\frac{J_1}{J_2} = \omega C \left(\omega L + Z_T^* \right) - 1 \quad (30)$$

Außerdem ist

$$\frac{U_1}{U_2} = \frac{\omega L + Z_T^*}{Z_T^*} \quad (31)$$

Damit wird

$$e^{2b} = \frac{U_1 J_1}{U_2 J_2} = \frac{\omega L + Z_T^*}{Z_T^*} \left[\omega C \left(\omega L + Z_T^* \right) - 1 \right] \quad (32)$$

Entsprechend (15) wird mit (11), (13) und (12)

$$\omega C = \omega \sqrt{C^2} = \omega \sqrt{\frac{C^2 L}{L}} = \omega \sqrt{L C} \sqrt{\frac{L}{C}} = \frac{\omega}{\omega_1} \frac{1}{Z_0} = \frac{\Omega}{Z_0} \quad (33)$$

und somit wird aus (32) mit (15), (20 und (33)

$$\begin{aligned} e^{2b} &= \frac{\Omega Z_0 + Z_0 \sqrt{\Omega^2 - 1}}{Z_0 \sqrt{\Omega^2 - 1}} \left[\Omega^2 + \frac{\Omega}{Z_0} Z_0 \sqrt{\Omega^2 - 1} - 1 \right] \\ &= \frac{\Omega + \sqrt{\Omega^2 - 1}}{\sqrt{\Omega^2 - 1}} \left[\Omega \sqrt{\Omega^2 - 1} + \Omega^2 - 1 \right] \\ &= [\Omega + \sqrt{\Omega^2 - 1}] [\Omega + \sqrt{\Omega^2 - 1}] = [\Omega + \sqrt{\Omega^2 - 1}]^2 \end{aligned} \quad (34)$$

Damit wird

$$e^b = \Omega + \sqrt{\Omega^2 - 1} \quad (35)$$

Damit können wir die Dämpfung berechnen. Sie ist in Abb. 11 aufgetragen. **Nun haben wir alle charakteristischen Größen kennengelernt, die ein Filter kennzeichnen. Es sind dies die beiderseitigen Wellenwiderstände, das Wellenphasenmaß α und das Wellendämpfungsmaß b .**

Obwohl wir hier nur mit den Beträgen der Widerstände rechnen, wollen wir aber mit Hilfe der komplexen Schreibweise feststellen, ob ein Widerstand, vor allem, wenn er aus mehreren Schaltelementen zusammengesetzt ist, induktiv oder kapazitiv ist. Demjenigen, der sich mit der komplexen Schreibweise noch nicht befaßt hat, sei kurz gesagt, daß j vor einem Widerstand eine Drehung um 90° entgegen dem Uhrzeigersinn, $-j$ eine Drehung im Uhrzeigersinn und j^2 eine Drehung um $2 \times 90^\circ$ bedeutet. j^2 ist also einem Minuszeichen gleichzusetzen.

Wir schreiben für den Längswiderstand $R_L = j \omega L = j R_L$ und den Quärwiderstand $R_q = \frac{1}{j \omega C} = -j R_q$, wobei R_L und R_q die Beträge der imaginären Widerstände darstellen.

Damit wird aus (13)

$$Z_0 = \sqrt{\frac{L}{C}} = \sqrt{j \omega L \frac{1}{j \omega C}} = \sqrt{R_L R_q} = \sqrt{R_L R_q} \quad (36)$$

und aus (12) mit (11)

$$\Omega^2 = \omega^2 L C = \omega L \omega C = \frac{R_L}{R_q} = - (j \omega L) (j \omega C) = - \frac{R_L}{R_q} \quad (37)$$

Damit wird (14) zu

$$Z_T = \sqrt{R_L R_q} \sqrt{1 - \frac{R_L}{R_q}} = \sqrt{R_L R_q} \sqrt{1 + \frac{R_L}{R_q}} \quad (38)$$

und die Gl. (25)

$$Z_\pi = \sqrt{R_L R_q} \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{R_L}{R_q}}} = \sqrt{R_L R_q} \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{R_L}{R_q}}} \quad (39)$$

3. Duale Schaltungen

Beim Entwurf von Filtern wird zunächst darnach getrachtet, die geforderte Dämpfung zu erfüllen. Dabei findet man zwei Schaltungen von Abzweigfiltern, die der Forderung genügen. Welche der beiden Schaltungen zu wählen ist, hängt davon ab, welche Forderung an den Wellenwiderstand im Sperrbereich zu stellen ist. Hat man eine der beiden Schaltungen gefunden, so kann man ohne Schwierigkeit zur dualen Schaltung übergehen. Beim Übergang zur dualen Schaltung setzt man an Stelle eines Quärleitwertes einen Längswiderstand und an Stelle eines Längswiderstandes einen Quärleitwert, wobei das Verhältnis Längswiderstand durch Quärleitwert für die ganze umzuformende Schaltung konstant ist. Formen wir auf diese Weise die Abb. 3 um und machen wir in unserem Falle das Verhältnis gleich Z_0^2 so erhalten wir, wenn wir den Schaltelementen der Abb. 3 den Index 1 geben:

$$\omega L \frac{1}{\omega C_1} = Z_0^2 \quad \text{oder} \quad L = C_1 Z_0^2 \quad (40)$$

$$\frac{1}{\omega C} \omega L_1 = Z_0^2 \quad \text{oder} \quad C = \frac{L_1}{Z_0^2} \quad (41)$$

Damit haben L und C in beiden Schaltungen die gleichen Werte. Ebenso wie die Induktivität und die Kapazität müssen wir auch den Abschlußwiderstand Z_T umformen. Wir bezeichnen den zu errechnenden Widerstand zunächst mit R . Dann ist

$$R Z_T = Z_0^2 \quad \text{oder} \quad R = \frac{Z_0^2}{Z_T} \quad (42)$$

Mit (14) wird

$$R = Z_0 \frac{1}{\sqrt{1 - \Omega^2}} = Z_{\pi} \quad (43)$$

Damit erhalten wir Abb. 12. Durch den Übergang zum dualen Filter erhalten die Wellenwiderstände einen widerstandsreziproken Frequenzverlauf. Im Sperrgebiet wird dabei aus einem induktiven Wellenwiderstand ein kapazitiver und umgekehrt aus einem kapazitiven ein induktiver Wellenwiderstand. Ist der Wellenwiderstand eines Filters bei irgendeiner Frequenz im Sperrbereich klein, so hat das duale Filter einen großen Wellenwiderstand. Würden wir die Schaltung der Abb. 3 in umgekehrter Richtung betreiben und den bisherigen Eingang mit dem bisherigen Eingangswellenwiderstand Z_{π} abschließen, so würden wir in diesem Fall genau die gleiche Schaltung erhalten. Der Übergang zur dualen Schaltung ist bei antimetrischen Filtern gleichbedeutend mit einer Umkehrung der Übertragungsrichtung.

Das Vektordiagramm für $\Omega < 1$ ist in Abb. 13 dargestellt. Der Strom im Kondensator steht auf J_2 senkrecht und ergibt mit diesem zusammen den Strom J_1 . Der Spannungsabfall an der Spule eilt dem Strom um 90° voraus. Dieses Vektordiagramm sieht genau so aus wie das der Abb. 4, nur, daß die Rollen von Strom und Spannung vertauscht sind.

Betrachten wir in Abb. 12 zunächst den Leitwert, der sich aus der Parallelschaltung von C und Z_{π} ergibt, so wird dieser, da wir auch hier mit den Beträgen der Widerstände rechnen, nach Anwendung von (19), (25) und (33)

$$\sqrt{\frac{1}{Z_{\pi}^2} + (\omega C)^2} = \sqrt{\frac{1 - \Omega^2}{Z_0^2} + \frac{\Omega^2}{Z_0^2}} = \frac{1}{Z_0} \quad (44)$$

Wir können also, analog dem Widerstands-dreieck (Abb. 5) für die Schaltung Abb. 3 ein Leitwert-dreieck zeichnen (Abb. 14). Daraus ersehen wir, daß auch hier

$$\sin \alpha = \Omega \quad (45)$$

ist. Bevor wir den Eingangswiderstand berechnen, wollen wir uns davon überzeugen, ob L groß genug ist, um bei $\Omega < 1$ einen reellen Eingangswiderstand zu erhalten.

Aus Abb. 13 ist

$$\sin \alpha = \frac{J_1 \omega L}{U_2} = \frac{J_1}{J_2} \frac{\omega L}{Z_{\pi}} = \Omega \quad (46)$$

oder

$$L = \frac{\Omega}{\omega} \cdot \frac{J_2}{J_1} Z_{\pi} \quad (47)$$

Es ist

$$\frac{J_2}{J_1} = \cos \alpha = \sqrt{1 - \sin^2 \alpha} = \sqrt{1 - \Omega^2} \quad (48)$$

Damit wird mit (12), (48) und (25)

$$L = \frac{1}{\omega_1} \sqrt{1 - \Omega^2} Z_0 \frac{1}{\sqrt{1 - \Omega^2}} = \frac{Z_0}{\omega_1} \quad (49)$$

Das ist die gleiche Beziehung wie (18).

Den Widerstand an den Eingangsklemmen erhalten wir zu

$$\frac{U_1}{J_1} = \frac{U_1}{U_2} \frac{U_2}{U_1} = \frac{U_1}{U_2} \frac{J_2}{J_1} Z_{\pi} = \cos^2 \alpha Z_{\pi}$$

$$= (1 - \Omega^2) Z_0 \frac{1}{\sqrt{1 - \Omega^2}} = Z_0 \sqrt{1 - \Omega^2} = Z_T \quad (50)$$

Wir haben also am Eingang den gleichen Widerstand, mit dem wir den antimetrischen Tiefpaß Abb. 3 am Ausgang abschließen mußten, um am Eingang im ganzen Durchlaßbereich einen reellen Widerstand und damit einen einwandfreien Übertragungsbereich zu erhalten.

Da Z_{π} für $\Omega > 1$ kapazitiv ist, sind im Sperrbereich die Ströme in Z_{π} und im Kondensator in Phase und ergeben mit ihrer Summe den Strom J_1 (Abb. 15). Der Spannungsabfall an der Spule $J_1 \omega L$ eilt J_1 um 90° voraus. Damit gibt $J_1 \omega L - U_2$ die Eingangsspannung U_1 . Die Veränderung des Vektordiagrammes mit Ω ist analog der in Abb. 7.

Nun wollen wir an Hand der Abb. 15 die Wellendämpfung berechnen.

Es ist, da sich die Ströme wie die Leitwerte verhalten,

$$\frac{J_1}{J_2} = \frac{\omega C + \frac{1}{Z_{\pi}^*}}{\frac{1}{Z_{\pi}^*}} \quad (51)$$

und

$$\frac{U_1}{U_2} = \frac{J_1 \omega L - U_2}{U_2} = \frac{J_1 \omega L}{U_2} - 1 \quad (52)$$

ferner ist aus der Parallelschaltung von C und Z_{π}^*

$$U_1 = J_1 \frac{1}{\omega C + \frac{1}{Z_{\pi}^*}} \quad (53)$$

Damit wird

$$\frac{U_1}{U_2} = \omega L \left(\omega C + \frac{1}{Z_{\pi}^*} \right) - 1. \quad (54)$$

Für (27) erhalten wir somit nach (51) und (54)

$$e^{2\beta} = \frac{J_1 U_1}{J_2 U_2} = \frac{\omega C + \frac{1}{Z_{\pi}^*}}{\frac{1}{Z_{\pi}^*}} \left[\omega L \left(\omega C + \frac{1}{Z_{\pi}^*} \right) - 1 \right] \quad (55)$$

oder, wenn wir nach (33), (15) und (26) setzen,

$$\omega C = \frac{\Omega}{Z_0}, \quad \omega L = \Omega Z_0 \quad \text{und} \quad Z_{\pi}^* = Z_0 \frac{1}{\sqrt{\Omega^2 - 1}}$$

wird

$$e^{2\beta} = \frac{\frac{\Omega}{Z_0} + \frac{\sqrt{\Omega^2 - 1}}{Z_0}}{\frac{1}{\sqrt{\Omega^2 - 1}}} \left[\Omega^2 + \frac{\Omega Z_0}{Z_0} \sqrt{\Omega^2 - 1} - 1 \right]$$

$$= [\Omega + \sqrt{\Omega^2 - 1}] [\Omega + \sqrt{\Omega^2 - 1}] \quad (56)$$

oder

$$e^{\beta} = \Omega + \sqrt{\Omega^2 - 1} \quad (57)$$

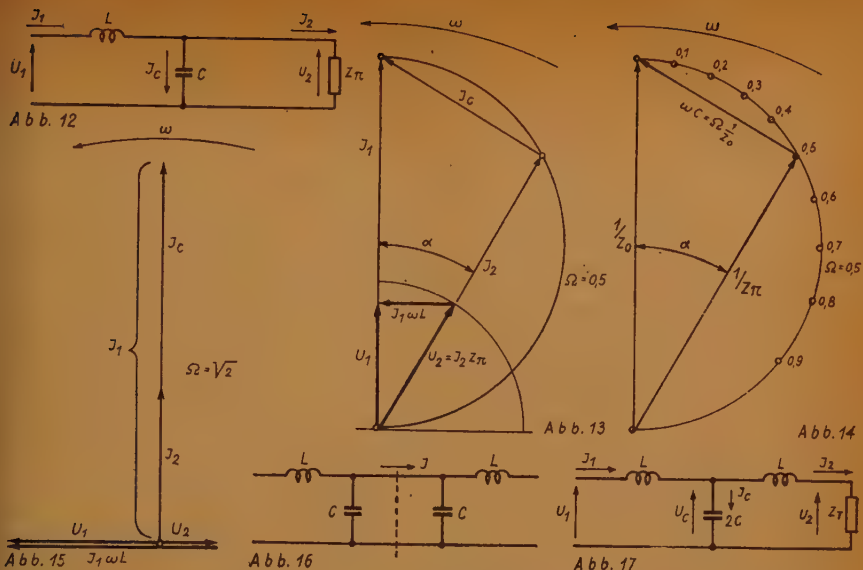


Abb. 12 Tiefpaßhalbglied (zur Abb. 3 dual). Abb. 13 Vektordiagramm zu Abb. 12 für $\Omega = 0,5$. Abb. 14 Vektordiagramm zu Abb. 12 für $\Omega = 1/\sqrt{2}$. Abb. 15 Vektordiagramm zu Abb. 12 für $\Omega = 0,5$. Abb. 16 Zusammenschaltung von zwei Halbgliedern. Abb. 17 Tiefpaßvollglied in T-Schaltung

Wir haben also genau die gleiche Beziehung wie (35) für Abb. 3 und sehen daraus, daß die Dämpfung unabhängig von der Übertragsrichtung ist und daß duale Filter gleiche Dämpfung haben.

4. Tiefpaßvollglied

Schalten wir an das Halbglied der Abb. 12 das Halbglied der Abb. 3 (Abb. 16) und ziehen die Kondensatoren zu einem zusammen, so erhalten wir ein Vollglied der T-Schaltung (Abb. 17). Man beachte dabei, daß wir die beiden Halbglieder mit den Wellenwiderständen Z_T zusammenschalten. Dieses Vollglied schließen wir sinngemäß ebenso wie Abb. 3 mit Z_T ab. Das zugehörige Vektordiagramm zeigt Abb. 18. Die rechte Hälfte desselben stimmt mit Abb. 4 überein. Der Strom J_C ist hier doppelt so groß, da der Kondensator doppelt so groß ist, denn er wurde durch Parallelschaltung von zwei Kapazitäten von der Größe C erhalten. Folglich wird der Strom J_1 ebenso groß wie J_2 . Damit wird auch der Spannungsabfall $J_1 \omega L$ ebenso groß wie $J_2 \omega L$ und eilt dem Strom J_1 um 90° voraus. Dabei wird auch $U_1 = U_2$. Die Phasenverschiebung zwischen Eingangs- und Ausgangsspannung sowie zwischen Eingangs- und Ausgangsstrom beträgt 2 α .

Da $\frac{U_1}{J_1} = \frac{U_2}{J_2}$ ist, ist auch der Eingangswiderstand gleich dem Abschlußwiderstand gleich Z_T . Die linke Hälfte der Abb. 18 entspricht der Abb. 13, wenn wir U_2 der Abb. 13 ebenso groß wie U_C in Abb. 18 machen und in die gleiche Lage wie U_C bringen und außerdem den Strom J_2 der Abb. 13 gleich der Strecke a \rightarrow d in Abb. 18 machen. Diese Strecke entspricht dem Strom J in Abb. 16.

Das Vektordiagramm im Sperrbereich für $\Omega = \sqrt{2}$ zeigt Abb. 19. Die Größen J_2 , U_2 und $J_2 \omega L$ sind die gleichen wie in Abb. 9 für das Halbglied. Der Strom J_C ist doppelt so groß wie in Abb. 9, da hier der doppelte Kondensator vorhanden ist. Der Strom J_1 ist entsprechend größer. Der Spannungsabfall $J_1 \omega L$ eilt dem Strom J_1 um 90° voraus. Damit erhalten wir $U_1 = J_1 \omega L - J_2 (\omega L + Z_T^*)$. Es sind hier nicht nur die Eingangs- und Ausgangsströme um 180° gegeneinander versetzt, sondern auch die Spannungen. Da wir hier einen widerstandssymmetrischen Tiefpaß haben, ist sowohl am Eingang wie am Ausgang der Wellenwiderstand der T-Schaltung vorhanden. Es ist also:

$$\frac{U_1}{J_1} = \frac{U_2}{J_2} = Z_T^* \quad (58)$$

Damit ist

$$\frac{U_1}{U_2} = \frac{J_1}{J_2} \quad (59)$$

Entsprechend der früheren Festlegung ist

$$\frac{U_1 J_1}{U_2 J_2} = e^{2b} \quad (60)$$

Mit (59) ist somit

$$e^{2b} = \left(\frac{U_1}{U_2} \right)^2 = \left(\frac{J_1}{J_2} \right)^2 \quad (61)$$

oder

$$e^b = \frac{U_1}{U_2} = \frac{J_1}{J_2} \quad (62)$$

Wir bilden

$$\frac{J_1}{J_2} = \frac{J_C - J_2}{J_2} = \frac{J_C}{J_2} - 1 \quad (63)$$

$U_C = J_2 (\omega L + Z_T^*)$ sei wieder die Spannung am Kondensator. Damit wird der Strom im Kondensator

$$J_C = U_C \omega C = J_2 (\omega L + Z_T^*) \omega C \quad (64)$$

Damit wird aus (63)

$$\frac{J_1}{J_2} = \omega C (\omega L + Z_T^*) - 1 = 2 \omega C \omega L + 2 \omega Z_T^* - 1$$

oder nach (33), (15) und (20)

$$\frac{J_1}{J_2} = 2\Omega^2 + 2\Omega \sqrt{\Omega^2 - 1} - 1 = \Omega^2 + 2\Omega \sqrt{\Omega^2 - 1} + (\Omega - 1) \quad (65)$$

und somit wird (62)

$$e^b = [\Omega + \sqrt{\Omega^2 - 1}]^2 \quad (66)$$

oder

$$e^{\frac{b}{2}} = \Omega + \sqrt{\Omega^2 - 1} \quad (67)$$

Vergleichen wir diese Beziehung mit (35), so sehen wir, daß beim Vollglied die Dämpfung doppelt so groß ist als beim Halbglied. Aus der Zusammenschaltung der beiden Halbglieder zu einem Vollglied ersehen wir, daß beim Zusammenschalten von Filtern sich die Phasenmaße α und Dämpfungsmaße b addieren, wenn wir darauf achten, daß stets gleiche Wellenwiderstände aufeinanderstoßen. Ferner sehen wir, daß wir unter dieser Voraussetzung beliebig viele Glieder hintereinanderschalten können, ohne am Eingangswiderstand etwas zu ändern.

Nun schalten wir die Tiefpaßhalbglieder der Abb. 3 und der Abb. 12 nach Abb. 20 hintereinander und ziehen die beiden Spulen zu einer zusammen. Dabei erhalten wir das Tiefpaßvollglied in π -Schaltung, welches zur Schaltung der Abb. 17 dual ist, denn wo dort eine Längsinduktivität ist, ist hier eine Querkapazität und umgekehrt. Wir können uns das Zeichnen der Vektordiagramme ersparen, da wir nur bei den Vektordiagrammen Abb. 18 und Abb. 19 die Ströme und Spannungen zu vertauschen brauchen, um die Vektordiagramme der π -Schaltung zu erhalten. Damit gelten die gleichen Beziehungen für das Phasen- und Dämpfungsmaß. Im Gegensatz zur T-Schaltung haben wir beiderseitig den Wellenwiderstand Z_π .



Abb. 18 Vektordiagramm eines Tiefpaßvollglieds in T-Schaltung für $\Omega = 0,5$

Abb. 19 Vektordiagramm eines Tiefpaßvollglieds in T-Schaltung für $\Omega = \sqrt{2}$

Abb. 20 Zusammenschaltung von zwei Halbgliedern

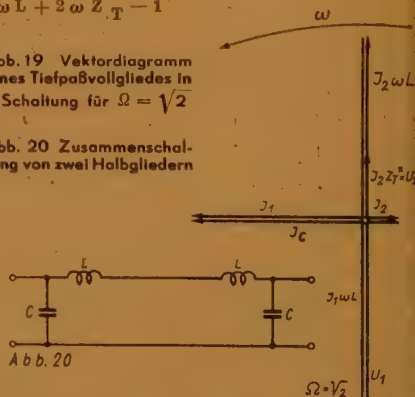


Abb. 20

Abb. 19

(Wird fortgesetzt)

PATENT-ANMELDUNGEN und -ERTEILUNGEN

Die Zahlen und Buchstaben bedeuten in der

ersten Zeile (bei Patent-Anmeldungen): Klasse, Gruppe, Dezimalgruppennummer, Aktenzeichen;
(bei Patent-Erteilungen): Klasse, Gruppe, Dezimalgruppennummer, Patentrollennummer, Aktenzeichen;

zweiten Zeile (bei Patent-Anmeldungen): links — Anmeldetag, rechts — Bekanntmachungstag;
(bei Patent-Erteilungen): Datum des Beginns des Patents;

letzten Zeile (bei Patent-Anmeldungen): Zahl in () = Anzahl der Text- und Zeichnungsseiten.

Die bei den Patent-Anmeldungen angeführten Namen sind die der Anmelder, nicht der Erfinder, sofern nicht beide identisch sind; bei den Patent-Erteilungen sind die Patentinhaber genannt

1. Patent-Anmeldungen

21a⁴, 6/02. p 28 993 D

31. 12. 48 8. 11. 51

(Schweiz: 26. 7. 45)

„Patelhold“ Patentverwertungs- & Elektro-Holding AG.; „Einrichtg. z. Erzeugg. v. ganzzahl. Vielfachen einer Grundfrequenz“ (11)

21a⁴, 14/01. p 27 135 D

27. 12. 48 8. 11. 51

Siemens & Halske AG.; „Mikrophananordng. m. drahtl. Übertragg. üb. kurze Entfernng.“ (8)

21a⁴, 14/01. L 2906

29. 6. 50 8. 11. 51

C. Lorenz AG.; „Schaltg. z. Modul. u. Verstärkg. amplitudenmodul. Schwingg.“ (8)

21a⁴, 29/01. B 10 423

28. 9. 50 8. 11. 51

Blaupunkt-Werke GmbH.;

„Schaltungsanordng. z. Demodulat. frequenzmodulierter Schwingg.“ (10)

21a⁴, 29/01. R 1750

15. 5. 50 8. 11. 51

(V. St. Amerika: 7. 9. 45)

Radio Corp. of America; „Detektor f. frequenz- od. phasenmodul. Wellen“ (30)

21g, 13/16. B 8506

12. 1. 45 8. 11. 51

Blaupunkt-Werke GmbH.; „Abstimm. Magnetfeldröhre“ (4)

12g, 10/02. H 3677

17. 6. 50 8. 11. 51

Dipl.-Ing. Kurd von Haken, Murnau; „Magnetogrammträger auf Papierunterlage“ (3)

42g, 18. W 3646

19. 9. 50 8. 11. 51

(Großbrit.: 29. 5. 47 u. 25. 3. 48)
Westinghouse Brake & Signal Comp. Ltd.; „Magnet. Aufzeichnungs- u. Wiedergabeeinrichtg. f. Schall- u. elektr. Signale“ (9)

42s, —. N 3683

28. 3. 51 8. 11. 51

(Großbrit.: 31. 3. 50)
N. V. Philips' Gloeilampenfabrieken; „Magnetostriktionsschwin- ger“ (7)

21a¹, 36. S 17 757

19. 7. 50 8. 11. 51

Siemens & Halske AG.; „Schaltg. z. Umwandlg. codemodul. in amplitudenmodul. Impulse“ (8)

21a³, 1/02. p 29 178 D

31. 12. 48 8. 11. 51

(Schweiz: 20. 2. 47)

Albiswerk Zürich AG.; „Elektroakust. Wandler“ (5)

21a³, 1/03. T 2120

12. 2. 40 8. 11. 51

Telefonbau u. Normalzeit GmbH;
„Vorrichtg. z. Einstellg. d. Ankers eines elektromagnet. Mikrofon- bzw. Telefon- Systems“ (4)

21a³, 3. p 11 879 D

1. 10. 48 8. 11. 51

Siemens & Halske AG.; „Mikro-

phon m. Druckausgleich, insb. Kondensatormikrophon“ (6)

21a³, 3. p 11 882 D

1. 10. 48 8. 11. 51

Siemens & Halske AG.; „Kondensatormikrophon m. sehr kleinem Luftabstand zwischen Membran u. Gegenfläche“ (6)

21a³, 3. p 11 883 D

1. 10. 48 8. 11. 51

Siemens & Halske AG.; „Kondensatormikrophon m. sehr kleinem Abstand zwischen Membran u. Gegenfläche“ (7)

21a³, 3. R 2746

27. 6. 50 8. 11. 51

Rohde & Schwarz OHG.; „Kondensatormikrophon“ (6)

21a³, 16/01. S 21 065

29. 11. 50 8. 11. 51

Siemens & Halske AG.; „Anlage z. Schallübertragg. b. gleichzeit. auftretend. Störgeräusch“ (5)

21a³, 18/02. K 5104

10. 6. 43 8. 11. 51

Klangfilm GmbH.; „Schaltung z. Kopplg. v. Verstärkerröhren untereinander od. m. einem Mikrophon“ (8)

21a³, 18/04. L 3369

18. 8. 50 8. 11. 51

LICENTIA Patent-Verwaltungs-GmbH.; „Schaltungsanordng. z. Erzielg. eines bestimmt. Frequenzganges b. Verstärkern f. Magnettongeräte“ (4)

21a*, 18/07. B 12 725

28. 11. 50 8. 11. 51

Blaupunkt-Werke GmbH.; „Hör-
verstärker m. Induktionsspule“
(4)

21 a*, 30. A 12 894

13* 2. 51 8. 11. 51

W. Assmann GmbH.; „Anordng.
u. Ausbildg. eines Transforma-
tors in Tonwiedergabegeräten“
(6)

21a*, 34/31. p 33 420 D

5. 2. 49 15. 11. 51

C. Lorenz AG.; „Anordng. z.
selbsttät. Korrektur d. Zeilen-
lage gegenüb. d. Elementarlinse
beim farb. Fernsehen“ (8)

21a*, 35/11. F 4903

23. 10. 50 15. 11. 51

Fernseh GmbH.; „Anordng. z.
Synchronisierg eines Ablenk-
gerätes“ (10)

21a*, 16/02. A 12 711

10. 1. 51 15. 11. 51

Atlas-Werke AG.; „Schallweiche
Aufhängg., insb. f. Mikro-
phone“ (3)

21a*, 17/03. P 2303

29. 3. 41 15. 11. 51

Dr.-Ing. W. Görner, Gräfelfing b.
München; „Verstärker-Hörge-
rät f. Schwerhörige“ (6)

21a*, 8/03. L 3141

20. 7. 50 15. 11. 51

C. Lorenz AG.; „Schaltungsan-
ordng. f. nach d. Doherty-Verf.
arbeitende Senderstufen“
(9)

21a*, 9/01. N 2483

22. 6. 42 15. 11. 51

(Niederl.: 25. 6. 41)

N. V. Philips' Gloeilampenfabrie-
ken; „Vorrichtg. z. Erzeug. od.
Verstärken ultrahochfrequent.
Schwings. unt. Verwendg. einer
Laufzeitröhre“ (23)

21a*, 73. T 2754

24. 10. 40 15. 11. 51

Telefunken Ges. f. drahtl. Tele-

graphie mbH.; „Anordng. z.
Drehg. d. Polarisationsricht-
ung d. Wellen in einer dielektr.
Leitg. m. rechteckig. Quer-
schnitt“ (3)

21g, 13/17. N 2513

24. 11. 42 15. 11. 51

(Niederl.: 27. 11. 41)

N. V. Philips' Gloeilampenfabrie-
ken; „Entladungsröhre z. Er-
zeugen v. Schwingg.“ (15)

21g, 13/25. F 5530

3. 2. 51 15. 11. 51

Fernseh GmbH.; „Kathoden-
strahlröhre m. Leitschicht-
schirm“ (7)

21g, 38. N 2544

22. 7. 41 15. 11. 51

(Niederl.: 13. 7. 40)

N. V. Philips' Gloeilampenfabrie-
ken; „Schaltg. z. Transform.
einer sägezahnform. Spanng. in
einen sägezahnform. Strom“ (5)

42g, 9/04. B 9589

17. 5. 41 15. 11. 51

E. Bauer GmbH.; „Lichttongerät
f. d. Abtastg. zweier nebenein-
anderliegend. Tonschriften“ (6)

42s, —. S 6291

12. 1. 42 15. 11. 51

Siemens-Reiniger-Werke AG.;
„Halteger. u. od. Stromzuführg.
f. piezoelekt. Ultraschall-
schwinger“ (6)

74d, 3/12. E 3694

2. 5. 51 15. 11. 51

ELECTROACUSTIK GmbH.;
„Akust. Übertragungs- od.
Signalanlage“ (7)

21a*, 18/04. T 2412

17. 10. 40 15. 11. 51

Telefunken Ges. f. drahtl. Tele-
graphie mbH.; „Empfäng. m.
selbsttät. niederfrequent. Band-
breiteregeln“ (4)

21a*, 16/01. P 2708

10. 11. 39 22. 11. 51

Preh Elektrofeinmechan. Werke;

„Kommandoschaltg. z. Durch-
gabe bes. Nachrichten in elek-
troakust. Anlagen“ (5)

21a*, 18/04. T 2553

2. 11. 42 22. 11. 51

Telefunken Ges. f. drahtl. Tele-
graphie mbH.; „Schaltungs-
anordng. z. Klangfarberegeln
d. hohen Tonfrequenzen“ (7)

21a*, 14/01. p 27 131 D

27. 12. 48 22. 11. 51

Siemens & Halske AG.; „Kon-
densatormikrophon in Hoch-
frequenzschaltg.“ (9)

21a*, 24/01. Sch 5664

12. 1. 51 22. 11. 51

G. Schaub Apparatebauges.m.BH.;
„Schaltungsanordng. z. Ab-
gleich d. Induktivität eines
Oszillatorschwingkreises“ (3)

21a*, 29/01. N 4071

23. 6. 51 22. 11. 51

(Niederl.: 27. 6. 50)

N. V. Philips' Gloeilampenfabrie-
ken; „Frequenzstabilisierungs-
schaltg.“ (12)

42c, 18. P 1312

4. 8. 44 *22. 11. 51

„Patelhold“ Patentverwertungs-
& Elektro-Holding AG.; „Verf.
z. Kontrolle v. bewegt. Objek-
ten nach d. Rückstrahlprinzip
durch impuls. Aussenden u.
Wiederempfangen v. Schwin-
gungen“ (10)

42g, 10/01. Sch 5160

10. 11. 50 22. 11. 51

G. Schaub Apparatebauges.m.BH.;
„Verf. u. Schaltungsanordng. z.
Ausgleich nichtlinearer Ver-
zerrg. d. Magnetisierungskurve
eines Magnetogramträgers“
(6)

42g, 10/02. Sch 5202

16. 11. 50 22. 11. 51

G. Schaub Apparatebauges.m.BH.;
„Verf. u. Schaltungsanordng. z.
Untersuchg. u. Prüf., insb.
fabrikationsmäß. Prüf. v. ma-
gnet. Schallspeichern“ (6)

- 42g, 8/05. p 38 175 D
29. 3. 49 22. 11. 51
G. Schaub Apparatebauges. mbH.;
„Verf. z. Aufzeichng. eines
großen Frequenzbereichs auf
Schallspeicher“ (3)
- 42g, 8/08. K 5049
31. 3. 39 22. 11. 51
Klangfilm GmbH.; „Verf. u. Ein-
richtg. z. Herstellg. v. Tonauf-
zeichng. in zwei od. getrennt.
Kanälen, insb. f. stereoakust.
Zwecke“ (12)
- 21a¹, 36. p 4566 D
1. 10. 48 29. 11. 51
Siemens & Halske AG.; „Ein-
richtg. z. Erzeugg. mehrerer
gegenseitig. phasenverschobe-
ner Spanng. gleicher Frequenz“
(6)
- 21a¹, 14/01. S 21 105
1. 12. 50 29. 11. 51
Siemens & Halske AG.; „Aküst.
Laufzeitglied“ (9)
- 21a², 14/01. S 21 412
27. 12. 50 29. 11. 51
Siemens & Halske AG.; „Laut-
sprecher f. Tieftonwiedergabe“
(6)
- 21a³, 18/08. W 6115
25. 6. 51 29. 11. 51
(V. St. Amerika: 12. 9. 50)
Western Electric Comp. Inc.;
„Transistor-Schaltg.“ (66)
- 21a⁴, 8/02. T 2366
16. 4. 40 29. 11. 51
Telefunken Ges. f. drahtl. Tele-
graphie mbH.; „Abstimmvor-
richtg. f. Dezimeterwellensen-
der“ (15)
- 21a⁴, 29/01. S 2324
18. 3. 50 29. 11. 51
Siemens & Halske AG.; „Schaltg.
z. Demodulat. frequenzmodul.
Hochfrequenzschwingg.“ (8)
- 21a⁴, 29/01. T 2284
30. 4. 41 29. 11. 51
Telefunken Ges. f. drahtl. Tele-
graphie mbH.; „Anordng. z.
- Beseitigg. d. Eigenrauschens
eines Empfäng. f. frequenz-
modul. Schwingg.“ (8)
- 21a⁴, 29/50. C 2910
30. 9. 50 29. 11. 51
(Frankr.: 31. 1. 47)
Comp. Générale de Télégraphie
sans Fil; „Diodenanordng. z.
Empfang ultrahochfrequent.
Schwingg.“ (8)
- 21a⁴, 73. C 580
5. 6. 44 29. 11. 51
(Frankr.: 16. 6. 43)
Comp. Générale de Télégraphie
sans Fil; „Verf. z. Ausgleichg.
einer Unregelmäßigkeit in einem
Leiter elektromagnet. Wellen“
(7)
- 21a⁴, 73. C 1865
7. 5. 43 29. 11. 51
(Frankr.: 7. 5. 42)
Comp. Générale de Télégraphie
sans Fil; „Hohlrohrleitg. f. sehr
kurze elektr. Wellen“ (9)
- 21a⁴, 74. T 2577
19. 1. 45 29. 11. 51
Telefunken Ges. f. drahtl. Tele-
graphie mbH.; „Einrichtg. z.
Breitbandtransformat. eines ge-
gebenen reellen Hochfrequenz-
widerstandes“ (12)
- 42g, 5/02. E 3402
27. 2. 51 29. 11. 51
(Großbrit.: 2. 3. 50 u. 23. 2. 51)
Electric & Musical Industries Ltd;
„Vorrichtg. z. piezoelekt. Ton-
wiedergabe“ (6)
- 42g, 5/02. N 2559
5. 7. 44 29. 11. 51
(Niederl.: 9. 7. 43)
N. V. Philips' Gloeilampenfabrie-
ken; „Elektrodynam. Phono-
grammabtaster“ (5)
- 42k, 46/06. D 7666
27. 12. 50 29. 11. 51
K. Deutsch, Wuppertal-Elber-
feld; „Verf. z. zerstörungsfreien
Werkstoffprüfg. mittels Schall
od. Ultraschall“ (8)
- 42g, 9/04. p 11 894 D
1. 10. 48 29. 11. 51
Siemens & Halske AG.; „Ein-
richtg. z. Wiedergabe mehr-
spur. Lichttonaufzeichng.“ (6)
- 42s, —. A 2885
25. 9. 39 29. 11. 51
Atlas-Werke AG.; „Vorrichtg. z.
Behandlg. v. Stoffen durch
Schallwellen, insb. Ultraschall“
(5)

2. Patent-Erteilungen

- 42g, 8/07. 824 702. H 8899
22. 6. 50
C. Hartmann, Hamburg; „Prü-
fungsvorrichtg. z. Feststellen v.
Fehlern in d. Tonspuren d.
Filme“
- 74b, 8/08. 824 765. p 8978 D
22. 10. 48
Siemens & Halske AG.; „Ein-
richtg. z. Einstellg. d. Impuls-
dauer bzw. d. Impulsverhält-
nisses b. Röhrenimpulsgebern,
insb. z. Aussendg. v. Fernmeß-
impulsen“
- 74b, 9. 824 766. p 3531 B
15. 7. 49
Siemens & Halske; „Impulsgeber,
insb. z. Aussendg. v. Fernmeß-
impulsen“
- 21a⁴, 18/04. 825 098. p 8837 D
2. 10. 48
Telefunken Ges. f. drahtl. Tele-
graphie mbH.; „Einrichtg. z.
Klangfarbenregelg.“
- 21a⁴, 8/02. 824 960. p 20 744 D
5. 11. 48
(Niederl.: 16. 9. 46)
N. V. Philips' Gloeilampenfabrie-
ken; „Schaltg. z. Frequenz-
stabilisierg.“
- 21a⁴, 9/01. 825 281. R 1608.
30. 4. 50
(V. St. Amerika: 25. 6. 48)
Radio Corp. of America; „Ein-
richtg. z. Frequenzstabilisierg.
eines Mikrowellengenerators
unter Benutzg. eines Gases m.

scharfer molekularer Resonanz"

21a⁴, 9/02. 825 432. p 41 179 D
30. 4. 49

(V. St. Amerika: 21. 10. 48)
Western Electric Comp. Inc.,
New York, N. Y.; „Vorrichtg.
z. Schwingungserzeugg. unter
Verwendg. einer Magnetfeld-
röhre m. einer seidl. angeordnet.
Kathode"

21a³, 3. 825 997. S 1316
15. 1. 50
Siemens & Halske AG.; „Elektro-
akust. Wandler nach d. elektro-
stat. Prinzip"

21a³, 8. 825 998. p 22 265 D
21. 11. 48
(Frankr.: 19. 8. 47)
P. Beerwald, Bad Homburg
(v. d. H.); „Elektroakust. Um-
formungseinheit"

21a⁴, 8/02. 826 168. R 1571
25. 4. 50
(V. St. Amerika: 30. 11. 48)
Radio Corp. of America; „Ein-
richtg. z. Frequenzstabilisierg.
frequenzmodul. Schwingungs-
erzeuger"

21a⁴, 14/01. 826 170. p 2594 B
15. 4. 49
Siemens & Halske AG.; „Verf. z.
Unterdrückg. eines Teiles d.

Frequenzen eines Seitenbandes
in d. Strahlg. eines amplituden-
modul. Senders"

21a⁴, 8/02. 826 169. S 4022
17. 5. 50
Siemens & Halske AG.; „Anordng.
z. Stabilisierg. frequenzmodul.
Sender"

21a⁴, 29/01. 826 171. p 32 625 D
28. 1. 49
(Großbrit.: 30. 1. 48)
Marconi's Wireless Telegraph
Comp. Ltd.; „Selbsttät. Fre-
quenzsynchronisierungsanordng."

21e, 28/01. 825 723. p 45 023 D
5. 6. 49
Mix & Genest AG.; „Anordng. z.
Erzeugg. v. Normalfrequenzen"

21a³, 16/03. 826 002. p 36 936 D
17. 3. 49
Klangfilm GmbH.; „Verf. z. Ein-
richtg. z. Übertragg. v. Tönen
f. d. Zwecke d. Stereophonie"

21a³, 17/01. 826 003. B 7633
28. 6. 50
A. Bröer, Hamburg-Sasel;
„Schwingungsverstärker v.
Tonwellen aus Radio-Apparaten
z. Gebrauch f. Taubstumme"

21a³, 18/08. 826 148. p 49 051 D
16. 7. 49

(V. St. Amerika: 6. 11. 48)
Western Electric Comp. Inc.;
„Transistorverstärker f. elektr.
Schwingg."

21a³, 19/02. 826 149. F 2106
18. 7. 50
(Großbrit.: 25. 7. 49)
Fortipon Ltd.; „Knochen-
leitungskopfhörer"

21a³, 18/07. 826 932. K 212
26. 10. 49
Klangfilm GmbH.; „Mischein-
richtg. f. Tonströme"

21a⁴, 29/01. 826 760. p 26 500 D
24. 12. 48
(Niederl.: 3. 9. 47)

N. V. Philips' Gloeilampenfabrie-
ken; „Vorrichtg. z. Demodul.
eines frequenzmodul. Signals u.
elektr. Entladungsröhre f. eine
derart. Vorrichtg."

21a⁴, 29/50. 827 084. S 277
25. 10. 49
Siemens & Halske AG.; „Anord-
nung z. Verstärkg. v. Schwing.
höchster Frequenz"

21a⁴, 69. 827 089. p 35 343 D
1. 3. 49
(Großbrit.: 11. 6. 43 u. 26. 5. 44)
Electric & Musical Industries
Ltd.; „Elektr. Hohlraumreso-
nator"

REFERATE

*Von den mit einem * versehenen Referaten können Fotokopien der Originalarbeiten gegen Voreinsendung des Betrages von DM 0,75 je Seite sowie des Einschreibepostes zur Verfügung gestellt werden.*

Wege und Werden des Fernsehens

Die Vortragsreihe „Fernsehen" im Winter-Semester 1951/52 des Außen-Instituts der Technischen Universität Berlin wurde von Prof. F. Schröter vom Spanischen Nationalen Institut für Elektronik in Madrid eröffnet. In einer historischen Schau machte der Vortragende darauf aufmerksam, daß das modernste System des Fernsehens in seiner Konzeption bereits in dem ersten Vorschlag von A. de Paiva 1878 enthalten ist. Das damals angegebene Modell des

synchron kommutierten Zellenrasters mit nur einem Übertragungskanal entspricht bereits dem Prinzip des Bildspeichers, wie es senderseitig nunmehr im Orthicon, empfangsseitig in der Eidophor-Projektion vorliegt. Da das Speicherprinzip ohne elektronische Mittel in den ersten Vorschlägen nicht verwirklicht werden konnte, kam P. Nipkow 1884 auf den Ausweg der Spirallochschleife, der zwar zur Lösung führte, aber physikalisch als Kompromiß angesehen werden muß.

Wie auf einer fortschreitenden Spirale sind wir zum Mikrowellenraster zurückgekehrt, bereits im Ikonoskop verwirklicht und neuerdings hochgezüchtet bis zum Bildspeicherschirm mit elektronisch induzierter Leitfähigkeit (Graphechoneffekt) und empfangsseitig bis zum mosaikartigen Ladungsrelief.

Aus dem Vortrag ging weiter hervor, welche große Tat der Übergang von der Nipkowscheibe zur

Braunschen Röhre war, die seit 1933 Alleinherrscherin wurde. A. Schleede untersuchte zunächst die Auflösungsgrenzen in Abhängigkeit von der Bildhelligkeit und den Einfluß des Schirm-Nachleuchtens, um der allgemeinen Skepsis zu begegnen. Hervorragendes Verdienst hatte M. v. Ardenne mit ersten experimentellen Versuchen einer Bildschreibröhre.

Drückt man unter Voraussetzung konstanter Bildgröße und Lichtleistung die Helligkeiten H_1 , H_2 die den Zeilenzahlen K_1 , K_2 zugeordnet sind, als Funktion K_2/K_1 aus, so läßt sich bei plausiblen technischen Nebenannahmen die allgemeine Beziehung aufstellen

$$H_1/H_2 = (K_2/K_1)^{2b}$$

Der Exponent b hat folgende Werte:

1. für die Nipkowscheibe ... $b = 1$
2. für das Weiller-Spiegelrad $b = 2,5$
3. für die Braunsche Röhre. $b = 0$ (1)

Daraus erhellt die Überlegenheit der Braunschen Röhre, nämlich die Unabhängigkeit der Größe und Helligkeit der Bilder vom Auflösungsgrad. Man darf aber nicht die Nachteile der Braunschen Röhre übersehen: sie liefert keine geschlossene Zerlegungsbewegung wie Lochscheibe und Spiegelrad. Für die Ausbildung der Braunschen Röhre sowohl als Empfänger wie als Geber muß der genialen Vision von Campbell-Swinton als eines grundlegenden Erkenntnisschrittes aus dem Jahr 1911 (Zeitschrift „Nature“) gedacht werden, der — zunächst vergessen — im Ikonoskop zum vollen Erfolg geführt hat.

Als wesentliche Voraussetzung für das Fernsehen hatte Prof. Aigner in Wien 1925 die Verwendung von UKW theoretisch begründet und dann Schröter den Einsatz für Fernsehen durchgearbeitet und propagiert.

Seit 1939 sind die USA fast alleinige Träger der Entwicklung geworden. Das Fortschrittsstempo ist kaum von einem anderen Land einzuholen. Die Entwicklung des „Trichrome-Kineskop“, der neuesten Bildempfängerröhre für Farbfernsehen, hat bis zur Fabrikationsreife nur 89 Tage gedauert. Deutschland befindet sich infolge seines chronischen Kapitalmangels in einem schweren Dilemma. Der heutige Stand der Technik ist wie folgt gekennzeichnet:

1. Bildabaster. Die langsamen Elektronen haben die schnellen verdrängt, daher keine Störungen mehr durch Sekundärelektronen. Orthicon mit Stabilisierung des Speicher-Potentials, Image-Orthicon mit elektronenleitender Speichermembran und Vervielfacher, Vidicon mit innerem Fotoeffekt in dünner Halbleiterschicht als kommende Röhre.

2. Bildempfängerröhren. Übergang zum Metallkolben mit flachem großem Schirm und eingebauter Ionenfalle zur Ablenkung des zerstörenden Ionenaufpralls von der Leuchtstoffschicht. Neutralfilter reduzieren kontrastverzerrendes Nebenlicht. Sorgfältige Gamma-Korrektur.

3. Empfänger. Abstimmung für 12 Kanäle in Amerika. Automatische Verstärkungsregelung und Unterdrückung von Störspitzen. Inter-carrier-System für den Tonkanal. Die Serienfertigung hat die Preise bis auf 165 Dollar gesenkt. Englischer Pye-Empfänger 300 Stück/Tag zu 71 Pfund einschl. 62% Verkaufssteuer.

4. Das Verbreitungsproblem durch Mikrowellen und Breitbandkabel ist gelöst, die Ozean-Überbrückung möglich, die „Stratovision“ daher nicht mehr nötig.

5. Großbildprojektion. Es zeigt sich eindeutig die Überlegenheit des Eidophor-Systems, besonders hinsichtlich Lichtausbeute.

6. Farb-Fernsehen. Die Konkurrenz CBS-RCA dauert an, doch scheint das RCA-System sinnvoller zu sein. Die industrielle Verwertung wird noch auf sich warten lassen.

F. Winckel

Ausgleichvorgänge bei der Lautsprecher-Wiedergabe

Die Einschwingvorgänge bei Lautsprechern sind bisher immer noch wenig geklärt, ihre Bedeutung in bezug auf das Hörerlebnis ist umstritten. In einem umfassenden Überblick berichtete A. Darré auf der Tonmeistertagung in Detmold, zu welchen Überlegungen die Firma Siemens auf diesem Gebiet gekommen ist.

Die an sich bekannten mathematischen Mittel können wegen zu vieler Einschränkungen nicht bis zur letzten Lösung eingesetzt werden. Man kommt praktisch jedoch weiter, wenn man das Übertragungsmaß \mathcal{U} der Anlage nach Betrag A und Phase α kennt, weil sich hieraus der Ausgleichsvorgang bestimmen läßt, wie besonders Küpfmüller in seiner Systemtheorie gezeigt hat. Abb. 1 zeigt an drei grundsätzlichen Beispielen die Zusammenhänge.

a) Wird in einem System, dessen Frequenz einen Höcker aufweist, eine Frequenz f im Maximum des Höckers geschaltet, so ergibt der darunter gezeichnete Einschwingvorgang plötzlichen Anstieg um das konstante A_0 des Übertragungsmaßes, weiteres Kriechen auf A_1 ohne Überschwingung — und zwar um so langsamer, je schmaler der Höcker ist. Beim Abschalten fällt die Hüllkurve zunächst um A_0 , um dann langsam abzuklingen. b) Hat der ziemlich konstante Frequenzgang ein Loch, so ergibt sich folgende Hüllkurve des Einschwingens beim Schalten mit f_1 im Loch-Minimum: plötz-

licher Anstieg um B_0 , langsames Absinken auf B — um so langsamer, je schmaler das Loch ist. Beim Abschalten springt die Hüllkurve auf B_1 , um dann abzuklingen. c) Ist $B > B_1$, so findet beim Abschalten kein Überschwingen statt. Wird in der Nähe des Maximums oder Minimums geschaltet, so werden die Hüllkurven durch Schwebungen mit den Resonanzfrequenzen moduliert. Der Frequenzgang in größerem Abstand von der geschalteten

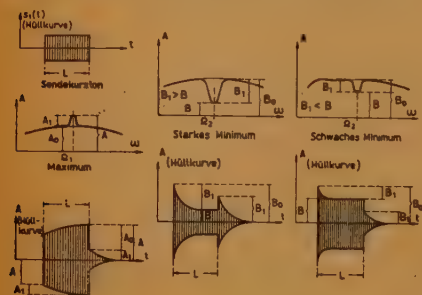


Abb. 1 Ausgleichvorgang eines Kurztones an verschiedenen Stellen der Frequenzkurve



Abb. 2 Ausgleichvorgänge bei Lautsprechern

Frequenz ist wenig bedeutungsvoll. Anwendungsbeispiele zeigt Abb. 2. Neben dem langsamen Ausschwingen eines Schachteltrichters sieht man die Spikespannung eines Konus-Lautsprechers mit Schallwand. Bei gleicher Trägerfrequenz von 1 kHz ist links der Ausgleichvorgang des von diesem Lautsprecher abgegebenen Schalldrucks in einem Minimum des Richtdiagramms, also auch des Frequenzgangs, zu sehen, rechts im Maximum des Richtdiagramms, zugleich ein geringes Maximum des Frequenzgangs. — Mehrere Höcker bzw. Löcher in enger Dichte nebeneinander ergeben komplizierte Ausgleichvorgänge, weil auch die seitlichen Resonanzen angestoßen werden. Folgen ein Loch und ein Höcker dicht aufeinander, so kompensiert sich an einer Stelle des Übergangs das Überschwingen, es resultiert ein sehr kurzer Ausgleichvorgang. Vgl. hierzu Schalten auf der Kantenmitte eines

Bandpasses, wie z.B. bei der Fernseh-Trägerfrequenz (Abb. 3).

Eine Anwendung eines raumakustischen Ausgleichs ist auch das Echo. Der Schall wird zunächst direkt aufgenommen, dann trifft das Echo ein, um den ersten Impuls zu einem Minimum auszulöschen. Dann endet der direkte Ton D (Abb. 4), und das Echo E kann sich voll auswirken. Es findet also theoretisch Überschwingen statt. Umgekehrt ist

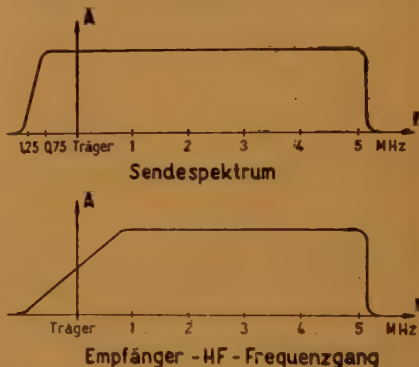


Abb. 3 Sendespektrum u. Empfänger-HF-Frequenzgang beim Fernsehen

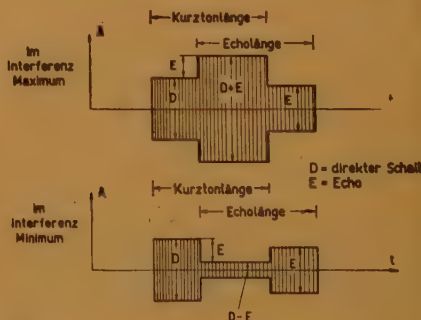


Abb. 4 Ausgleichvorgänge eines Kurztones bei einer Zweigegeübertragung

es, wenn D und E sich positiv zueinander ergänzen. Neben dem Betrag A ist wohl auch die Phase a zu beachten, die bisher zu Unrecht vernachlässigt wurde. Bei bestimmter Phase kann nämlich der Schalldruckanstieg besonders groß werden und eine Übersteuerung im Innenohr bewirken. Für eine gültige Rechnung muß man die Voraussetzung eines Systems von geringster Phasendrehung (Minimum phase shift network) machen. Die Bedingung ist für eine starke Lautsprechermembran bei tiefen Frequenzen sicherlich erfüllt, wogegen bei höheren

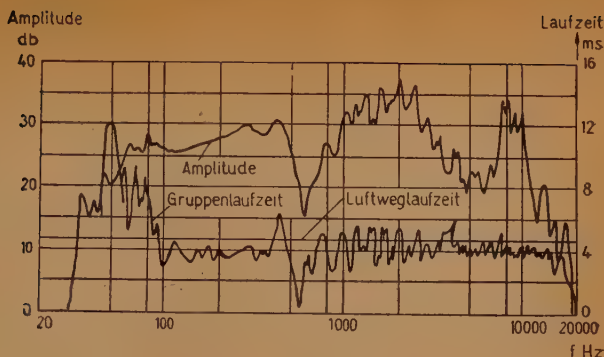


Abb. 5 Amplitude u. Gruppenlaufzeit eines dyn. Lautsprechers

Frequenzen die Wellenfortpflanzungslängs der Membran zu berücksichtigen ist. Weiterhin bewirken Beugungserscheinungen infolge der endlichen Ausdehnung der Membran und des Lautsprecher-Einbaues weitere Phasendrehungen. Zweckmäßig mißt man die Gruppen-Laufzeit $\frac{da}{d\omega}$ (envelope delay) als

Differenzen-Quotient¹⁾: Die Frequenz ω , bei der da $\frac{da}{d\omega}$ gemessen werden soll, wird mit einer sehr niedrigen Frequenz ν amplitudenmoduliert und a der Hüllkurve (Mikrofon) gegen Hüllkurve (Sendespannung) gemessen

$$\frac{da}{d\omega} = \frac{A\omega + \nu - A\omega - \nu}{2\nu}$$

Meist, aber nicht immer, verlaufen Frequenzgang

A (ω) und $\frac{da}{d\omega}$ (ω) ähnlich Abb. 5. Unter 1000 Hz soll $\frac{da}{d\omega}$, über 1000 Hz soll A den besseren Aufschluß über die Güte des Lautsprechers geben.

Zur gehörmäßigen Beurteilung der Gleichver-

gänge muß man ungefähr die praktisch vorkommenden Einschwingzeiten kennen. Diese sind bei Musikinstrumenten lang (Dekrement der Stimmgabel $\delta = 10^{-4}$, Saite $\delta = 10^{-3}$), bei Sprache kurz wegen der großen Dämpfung der Mundhöhle ($\delta = 0,1 \dots 0,5$), ebenso beim Ohr, Mikrofon und Lautsprecher haben wir wesentlich kürzere Einschwingzeiten als bei Musikinstrumenten. Während beim Abschalten eines Sinustons die Grenze der Hörbarkeit einer verlängerten Abklingzeit etwa bis 0,5 ms heruntergeht, ist das Ohr mit einem Grenzwert von 3 ms bei Sprache und Musik viel unempfindlicher. Dabei ist zu bemerken, daß das Ohr zwischen exponentiellen, geraden oder sonstigen Hüllkurven unterscheiden kann.

Weiter ist zu erwähnen, daß die tiefe Resonanzlage der heutigen Konuslautsprecher sowie die untere Grenzfrequenz der Verstärker bei tiefen Frequenzen eine Phasendrehung in der Übertragung bewirkt, was nach Skudrzyk ein Grund für den unnatürlichen Klangeindruck des Lautsprechers darstellt und andererseits die gute Qualität der hochabgestimmten Kophörer. Dem widerspricht Darré, da eine Phasendrehung bei tiefen Frequenzen die Phase zwischen Druck und Schnelle bei der Wiedergabe nicht fälschen kann. Diese ist nur von der Ausbreitung in der Kugelwelle abhängig.

Für den Tonmeister waren von besonderem Interesse die Vorführungen von Zweiwege-Übertragungen (zwei Mikrofone und zwei Lautsprecher). Stehen die Mikrofone dicht beieinander, so hört man in einer hochqualitativen Anlage eine Rauigkeit in der Wiedergabe, die jedoch bei mittlerer (Rundfunkempfänger) oder schlechter (Telefon) Qualität nicht zu bemerken ist. Dies soll beweisen, daß das Ohr erhebliche Abweichungen vom geraden Frequenzgang bzw. der damit verbundenen Ausgleichvorgänge nicht bemerkt. In diesem Zusammenhang spielt der Aigner-Strutt-Effekt eine Rolle: Wird ein Lautsprecher nahe beim Hörer (z.B. ein Meter) aufgestellt, ein zweiter um 1 m wei-

¹⁾ Ewaskio und Osman K. Mawardi, Journ. Acoust. Soc 22, 1950

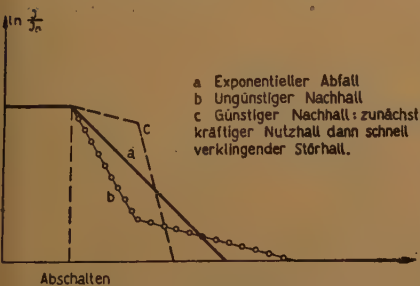


Abb. 6 Drei Arten von Nachhallverlauf nach Abschalten
R. H. Tanner

ter entfernt als der erste, der für sich auf gleiche Lautstärke eingestellt ist wie der erste, so sollte bei gleichzeitiger Einschaltung der Lautstärkegewinn nur 3 db wegen Addition gleicher Intensitäten erwartet werden. Dies ist aber nur für $l = 0$ der Fall, während für $l = 2$ m der Lautstärkegewinn 4 db, für $l = 4$ m 6 db beträgt und die Qualität der Übertragung gebessert erscheint. Es liegt hier ein pseudostereophonischer Effekt vor auf Grund eines vertauschten Echos, wie es bereits der Ultraphoneffekt vor Jahren aufwies.

Weiter ist noch der Haas-Effekt zu berücksichtigen, der im folgenden Vortrag vom Entdecker behandelt wurde. Es ergibt sich dabei, daß das erste Echo in gewissen Grenzen nützlich sein kann, indem es z.B. zur Erhöhung der Sprechverständlichkeit beiträgt. Die Nachhallkurve nach der Exponentialkurve (angenähert a in Abb. 6) muß als überholt angesehen werden. Günstig erscheint nach H. Tanner die Kurve c. Die Feinstruktur des Nachhalls bedarf noch weiterer Klärung.

Zieht man die raumakustischen Ausgleichvorgänge in Betracht, so scheint es, als ob man den Ausgleichvorgängen des Lautsprechers, die von relativ kürzerer Dauer sind, bisher zu viel Bedeutung beigemessen hat. Wichtig ist, daß man einen einigermaßen glatten Frequenzgang bekommt, selbst mit einigen Höckern und Löchern. Die Weiterentwicklung muß vor allem den räumlichen Klangeindruck verbessern.

Aus der Fülle der Detmolder Vorträge, über die zusammenfassend in der FUNK-TECHNIK Bd. 6 (1951), H. 23, S. 642 berichtet wurde, sei noch der von H. Haas hervorgehoben.

Seltsame Echo-Effekte

Helmut Haas hat am 3. Physikalischen Institut Göttingen eine ausgedehnte Versuchsreihe über die Wirkungen des Echos durchgeführt. Als Versuchseinrichtung verwendete er ein endloses Magnetband, das an einem System mit je zwei Hör- und Sprechköpfen vorbeiläuft, wobei der zweite Hörkopf entsprechend den gewünschten Laufzeitveränderungen des Sekundärschalls verschoben werden konnte.

Bei sehr kleinen Laufzeitdifferenzen bis zu 1 ms beobachtet die Versuchsperson, die sich auf der Mittellinie zwischen den beiden gleichlaut eingestellten Lautsprechern befindet, ein Wandern der fiktiven Schallquelle auf den Primärlautsprecher hin. Es werden also geringste Laufzeitdifferenzen als Änderung des Richtungseindrucks empfunden. Weitere Verzögerung der Echo-Lautsprecherwiedergabe um 10 ms — gleich einem Laufweg-Unterschied von 3,4 m gegenüber dem Primärlautsprecher — erzeugt den überraschenden Effekt, daß man den Echolautsprecher überhaupt

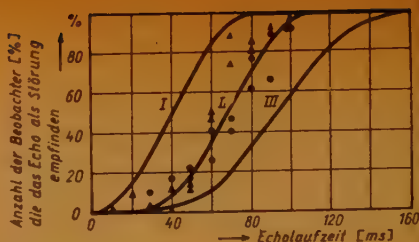


Abb. 1 Echostörung in Abhängigkeit von der Sprechgeschwindigkeit: I, 7,4 Silben/s, II, 5,3 Silben/s, III, 3,5 Silben/s

nicht mehr hört, obwohl er mit der gleichen Energie abstrahlt.

Für Laufzeitdifferenzen von 1 bis 30 ms empfindet man allgemein eine Änderung des Klangeindrucks und eine Erhöhung der Lautstärke. Die Schallquelle erscheint voluminöser, was als pseudo-stereophonischer Effekt bezeichnet wird. Neu ist die Feststellung, daß der Hörer auf den zuerst ertönden Lautsprecher lokalisiert. Das führte bereits zu der praktischen Anwendung, daß man in großen Veranstaltungen (z.B. Ruhrfestspiele in Recklinghausen) weit entfernt vom Redner Lautsprecher mit Schallverzögerung anbrachte, die außerdem noch bis 10 db lauter waren. Die Zuhörer in Lautsprecherhöhe bemerkten bei nunmehr gesteigerter Verständlichkeit nur den Redner als Schallquelle. Erst die weitere Steigerung der Lautstärke der Sekundärschallquelle läßt ein Echo hörbar werden. Erst bei Laufzeiten um 10 ms bemerkt man, daß auch der Echolautsprecher Schall abstrahlt, wobei die Lokalisierung auf den Primärlautsprecher noch erhalten bleibt. Erst ab 50 ms hört man ein getrenntes Echo.

Es gibt also eine „kritische Laufzeitdifferenz“, bei der ein Echo empfunden wird. Abb. 1 zeigt diesen Wert bei verschiedenen Sprechgeschwindigkeiten von 3,5 bis 7,4 Silben/s als Parameter. Auf den Einfluß der Intensität des Echos wurde bereits hingewiesen. Eine Schwächung um 5 db hat eine Verdoppelung des kritischen Wertes zur Folge. Weiter ergeben die Messungen, daß die hohen Frequenzen von entscheidender Bedeutung für das Ausmaß der subjektiv empfundenen Störung sind. Die Abschwächung der hohen Echofrequenzen, die die Echolautstärke kaum mindern, trägt erheblich zur Vergrößerung der kritischen Laufzeitdifferenz bei. Die Größe der Echostörung ist von der Lautstärke des Sprechers unabhängig. Wenn sich der Beobachter vor der Schallquelle befindet, so hat die Richtung des Echos keinen Einfluß auf die kritische Laufzeitdifferenz. Eine Vergrößerung der Raum-Nachhallzeit bewirkt eine Vergrößerung der kritischen Laufzeitdifferenz. Fritz Winckel

Phasenschieber-Oszillator mit großem Frequenzhub

Zur Prüfung und zum Abgleich von Rundfunk- und Fernseh-Empfängern ist ein Hochfrequenz-Oszillator erwünscht, dessen Frequenz auf rein elektronische Weise, vorzugsweise durch die Ablenkspannung für den Katodenstrahl-Oszillografen, über einen möglichst großen Bereich verändert werden kann, und der so die Darstellung der Durchlaßkurve des Empfängers auf dem Oszillografen gestattet. Die Reaktanzröhre ist für diese Frequenzmodulation des Oszillators nicht sehr geeignet, da sich mit ihrer Hilfe kein genügend großer Hub für Frequenzen oberhalb von 100 MHz erzielen läßt. Die Forderung, die Schwingfrequenz auf elektronische Weise innerhalb sehr weiter Grenzen zu steuern, läßt sich dagegen recht gut mit einem Phasenschieber-Oszillator erfüllen, der aus einer RC-gekoppelten Schwingröhre und einem aus vier hintereinandergeschalteten Katodenverstärkern gebildeten Phasenschieber besteht¹⁾. Der Oszillator schwingt mit der Frequenz, für die der Phasenwinkel in dem Kreis aus Schwingröhre und Phasenschieber 360° beträgt. Da der von einem einzelnen Katodenverstärker verursachte Phasenwinkel eine Funktion der Röhrensteilheit ist, läßt sich der Phasenwinkel, und damit die Schwingfrequenz, durch die Gitterspannung der Katodenverstärker steuern. Voraussetzung für die Schwingfähigkeit des Oszillators ist, daß die Verstärkung

der Schwingröhre für alle in Frage kommenden Frequenzen größer als die Dämpfung der vier Katodenverstärker des Phasenschiebers ist.

Die Grundschialtung des Phasenschieber-Oszillators ist aus Abb. 1 ersichtlich; V_5 ist eine als Schwingröhre arbeitende Verstärkerstufe, deren Ausgang an das Steuergitter des ersten Katodenverstärkers V_1 angekoppelt ist. Der gesamte Phasenschieber besteht aus den hintereinandergeschalteten identischen Katodenverstärkern V_1 , V_2 , V_3 und V_4 . Der Ausgang des letzten Katodenverstärkers V_4 ist auf das Gitter der Schwingröhre V_5 rückgekoppelt. An den parallelgeschalteten Steuergittern der vier Katodenverstärker liegt die Modulationsspannung zur Veränderung der Schwingfrequenz. Wenn man voraussetzt, daß der Phasenwinkel zwischen Gitter- und Anodenspannung der Schwingröhre V_5 180° ist, so muß der Phasenschieber ebenfalls einen Winkel von 180° , jeder einzelne Katodenverstärker also einen solchen von 45° hervorrufen.

Der durch einen Katodenverstärker verursachte Phasenwinkel Φ ist, wie hier nicht abgeleitet werden soll, durch die Beziehung

$$\operatorname{tg} \Phi = - \frac{\omega \cdot S \cdot C}{S^2 + \omega^2 \cdot (g \cdot C + g)} \quad (1)$$

gegeben, wo S die Röhrensteilheit, C die zum Katodenwiderstand R parallelliegende Kapazität und C_g die Gitter-Katodenkapazität der Röhre ist. Gleichung (1) gilt nur unter der Voraussetzung, daß R groß gegen $1/(\omega \cdot C)$ ist, die hier aber als erfüllt angesehen werden darf, da C lediglich durch Streukapazitäten und die Eingangskapazität des

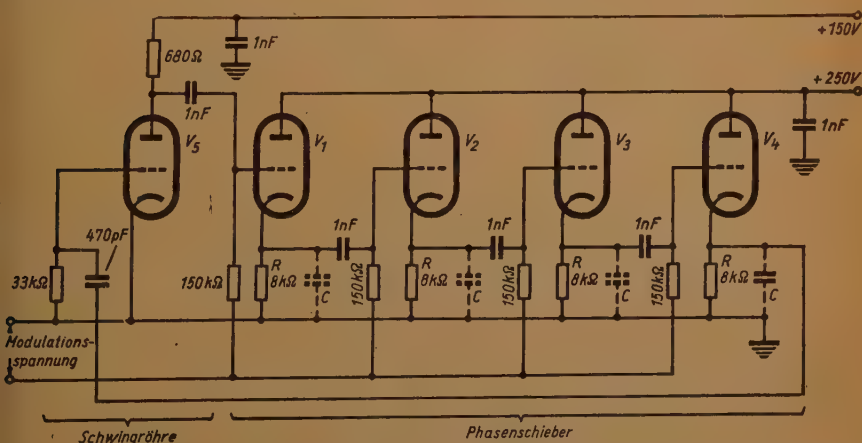


Abb. 1 Grundschialtung des HF-Oszillators mit dem aus vier Katodenverstärkern bestehenden Phasenschieber

nachgeschalteten Katodenverstärkers dargestellt wird. Wenn Φ gleich 45° , also $\operatorname{tg} \Phi$ gleich 1 sein soll, erhält man aus Gleichung (1) die Beziehung zwischen der Frequenz und der Röhrensteilheit:

$$S = \frac{\omega \cdot C \pm \sqrt{\omega^2 \cdot C^2 - 4 \cdot \omega^2 \cdot C_g (C + C_g)}}{2} \quad (2)$$

Eine Vergrößerung von S bewirkt somit ebenfalls eine Vergrößerung von ω ; außerdem sieht man aus Gleichung (2), daß C und C_g möglichst klein

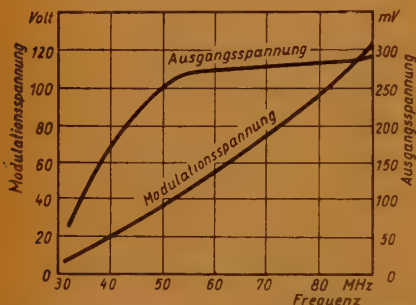


Abb. 2 Die Abhängigkeit der Schwingfrequenz von der Modulationsspannung und der Ausgangsspannung von der Frequenz

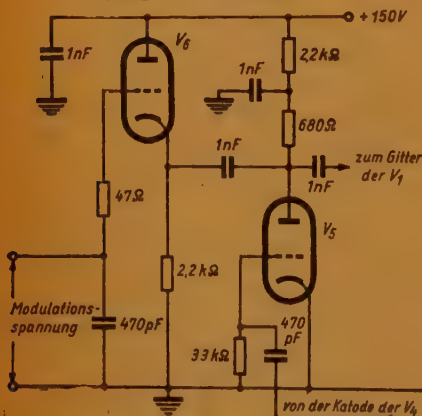


Abb. 3 Durch den Katodenverstärker V_6 wird der effektive Anodenwiderstand der Schwingröhre mit zunehmender Modulationsspannung herabgesetzt

sein müssen, wenn der Oszillator für möglichst hohe Frequenzen schwingfähig sein soll. Die erreichbare Maximalfrequenz des Oszillators ist daher durch die Röhrengröße S/C_g gekennzeichnet. Die untere Frequenzgrenze wird durch die Dämpfung des Phasenschleibers bestimmt. Zur Verminderung der Frequenz muß ja die Steilheit S der Katodenverstärker herabgesetzt werden; damit sinkt aber

auch deren Verstärkung, und die Schwingung reißt bei der Frequenz ab, für die die Dämpfung des Phasenschleibers größer als die Verstärkung der Schwingröhre V_6 wird.

In Abb. 2 ist sowohl die Steuerspannung als auch die Ausgangsspannung des Oszillators gegen die Frequenz aufgetragen; die Messungen wurden an der Schaltung gemäß Abb. 1 durchgeführt, wobei für alle fünf Röhren die Triode A 1714 verwendet wurde, die sich in dieser Schaltung am besten be-

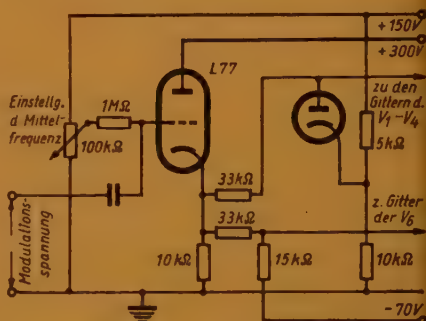


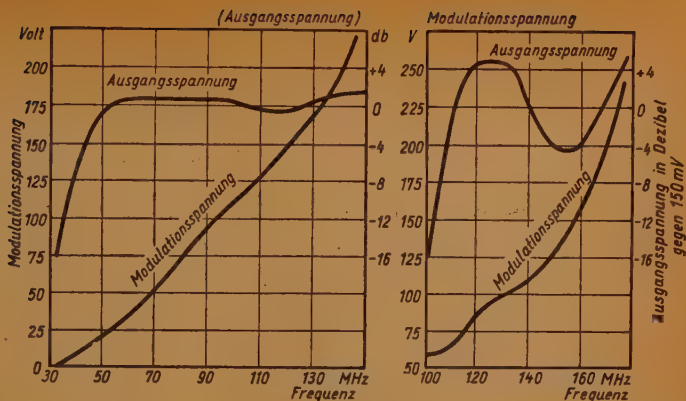
Abb. 4 Eingangskreis des Oszillators für die Einstellung der Mittelfrequenz

währt hat ($S_{\max} = 9 \text{ mA/V}$, $C_g = 3 \text{ pF}$). Die Ausgangsspannung wurde an der Katode von V_1 — und zwar unter Zwischenschaltung eines Katodenverstärkers — gemessen; die Frequenz des Oszillators ließ sich durch die Steuerspannung zwischen 32 und 90 MHz verändern.

Die genaue Untersuchung der Schaltung in Abb. 1 ergab, daß die vereinfachende Annahme, der Phasenwinkel der Verstärkerröhre V_6 betrage 180° , keineswegs zutrifft. Der Winkel ist vielmehr infolge von Laufzeitdifferenzen und der Streukapazität parallel zum Anodenwiderstand von V_6 bedeutend größer. So zeigte sich, daß bei einer Schwingfrequenz von 80 MHz aus den Daten der einzelnen Katodenverstärker des Phasenschleibers ($S = 8,5 \text{ mA/V}$, $C = 10 \text{ pF}$, $C_g = 3 \text{ pF}$) aus der Gleichung (1) ein Phasenwinkel von $27,5^\circ$, statt von 45° , für jeden Katodenverstärker folgte. Aus Gleichung (1) erkennt man aber auch, daß man die Frequenz durch Vergrößerung dieses Phasenwinkels bei gleichbleibender Steilheit erhöhen kann. Wenn es somit gelingt, den Phasenwinkel der Verstärkerröhre V_6 herabzudrücken, wird man den Frequenzbereich des Oszillators nach oben erweitern können.

Eine Verkleinerung des Phasenwinkels von V_6 durch Herabsetzung ihres Anodenwiderstandes ist nicht ohne weiteres möglich, weil dadurch die Verstärkung absinken und der Oszillator für tiefere

Abb. 5 Die Arbeitskennlinien des vollständigen Oszillators mit vier (a) und mit drei (b) Katodenverstärkern im Phasenschleifer



Frequenzen nicht mehr zum Schwingen kommen würde. Wenn aber die Frequenz des Oszillators durch Steigerung der Steuerspannung zunimmt, nimmt ja die Steilheit der Katodenverstärker zu und ihre Verstärkung wächst an, bzw. ihre dämpfende Wirkung wird geringer. Mit zunehmender Steuerspannung darf deshalb die Verstärkung von V_2 nachlassen und der Anodenwiderstand von V_2 kleiner werden. Der Frequenzbereich des Oszillators läßt sich also erhöhen, wenn man durch die Steuer- bzw. Modulationsspannung nicht nur die Steilheit der vier Katodenverstärker des Phasenschleifers, sondern auch den Anodenwiderstand von V_2 beeinflußt. Das geschieht durch einen parallel zum Anodenwiderstand liegenden Katodenverstärker V_3 (siehe Abb. 3), dessen Gitter ebenfalls die Modulationsspannung zugeführt wird. Der Ausgangswiderstand des Katodenverstärkers ist ja etwa der Steilheit umgekehrt proportional. Auf diese Weise läßt sich der effektive Anodenwiderstand mit wachsender Modulationsspannung auf 60 Ohm reduzieren, und der Schwingbereich erweitert sich bis auf 150 MHz.

Abb. 4 zeigt die Eingangsschaltung des Oszillators, mit deren Hilfe die Modulationsspannung und die günstigsten Gittervorspannungen den Röhren V_1 , sowie V_2 bis V_4 zugeführt werden und die die Einstellung der Mittelfrequenz von Hand ermöglicht. Abb. 5a gibt die an der vollständigen Oszillatorhaltung gemessene Ausgangsspannung in Abhängigkeit von der Frequenz und ferner die Frequenz als Funktion der Modulationsspannung an. Die Beziehung zwischen Modulationsspannung und Frequenz ist recht gut linear, und die Amplitude der Ausgangsspannung ist zwischen 50 und 150 MHz nahezu konstant. Noch höhere Frequenzen lassen sich erreichen, wenn man die Zahl der Katodenverstärker in dem Phasenschleifer auf drei reduziert und auf diese Weise den Phasenwinkel

für jeden Katodenverstärker vergrößert; Abb. 5b gibt die hierfür gültigen Meßkurven wieder.

Es muß noch darauf hingewiesen werden, daß die Verstärkung der Katodenverstärker im Phasenschleifer bei den höchsten Frequenzen in Wirklichkeit größer als 1 ist. Die Katodenverstärker haben nämlich infolge der kapazitiven Belastung bei den höheren Frequenzen eine negative Widerstandskomponente in der Eingangsimpedanz, wodurch sich die Verstärkung entgegen der üblichen Berechnung erhöht. Es ergibt sich so die merkwürdige Tatsache, daß der Phasenschleifer eine Verstärkung von mehr als eins, die Schwingröhre aber von weniger als eins hat. Man könnte daher daran denken, die Oszillatordröhre ebenfalls durch einen Phasenschleifer zu ersetzen.

Dr. F.

(Umfang der Originalarbeit 5 Seiten.)

Ein einfaches Hochfrequenz-Wattmeter für die Anpassungsprüfung

Die Anpassung bzw. der Grad der Fehlanpassung eines Verbrauchers an eine Hochfrequenzenergie liefernde Quelle läßt sich am genauesten durch Messung der Welligkeit auf der Leitung zwischen Quelle und Verbraucher feststellen. Zu diesem Zweck wird in die Leitung ein kurzes Stück eines geschlitzten Koaxialkabels von gleichem Wellenwiderstand eingeschaltet und mittels einer in dem Schlitz geführten Sonde die Amplitude der stehenden Welle auf der Leitung bestimmt, die durch Überlagerung der in Richtung auf den Verbraucher fließenden Welle mit der bei Fehlanpassung an dem Verbraucher reflektierten Welle entsteht. Die hierfür entwickelten Meßgeräte sind recht kostspielig und umständlich in der Handhabung, außerdem sind derartige Messungen verhältnismäßig zeitraubend.

Sehr viel schneller und bequemer gestaltet sich die Überprüfung der Anpassung mit Hilfe eines kleinen und einfachen Hochfrequenz-Leistungsmessers, der von der „Marconi's Wireless Telegraph Company Ltd“ entwickelt wurde¹⁾. Das Gerät arbeitet nach dem Prinzip des sogenannten Richtkopplers und zeigt gleichzeitig die in den Verbraucher fließende und die an dem Verbraucher

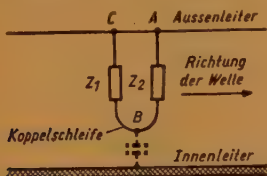


Abb. 1 Zur Wirkungsweise des Richtkopplers

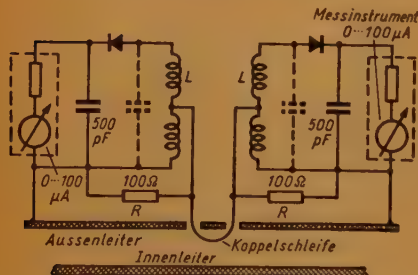


Abb. 2 Das vollständige Schaltbild des Richtkopplers

reflektierte Energie an je einem Meßinstrument an; die tatsächlich vom Verbraucher aufgenommene Leistung erhält man dann durch Subtraktion dieser beiden Werte. Die Wirkungsweise des Richtkopplers läßt sich an Hand der Abb. 1 erklären. In einen kurzen Abschnitt einer konzentrischen Leitung ragt eine Koppelschleife, deren Abmessungen klein gegen die Wellenlänge innerhalb der Leitung sind. Die Schleife ist sowohl mit dem magnetischen als auch — durch ihre Kapazität gegen den Innenleiter — mit dem elektrischen Feld der in dem Leiter fortschreitenden Welle gekoppelt, und beide rufen einen Strom in der Schleife hervor. Nimmt man zunächst an, daß nur eine Welle in einer Richtung durch die Leitung fließt, dann erzeugt der magnetische Feldvektor einen Strom in der Schleife, der überall die gleiche Richtung A-B-C hat, während der durch den elektrischen Vektor verursachte Strom in der einen Schleifenhälfte von B nach A, in der anderen Schleifenhälfte von B nach C fließt. In der einen

Hälfte der Schleife fließt somit die Summe, in der anderen Schleifenhälfte dagegen die Differenz der beiden Ströme. Wenn die beiden Impedanzen Z_1 und Z_2 rein ohmisch sind und die Selbstinduktion der Schleife vernachlässigt werden kann, sind die beiden Ströme in der einen Schleifenhälfte gleichphasig, in der anderen aber gegenphasig. Sind die durch den magnetischen und den elektrischen Vektor hervorgerufenen Ströme in der Schleife gleich groß, was sich durch Veränderung der Eintauchtiefe der Schleife in die Leitung einrichten läßt, dann werden sich die Ströme in der einen Schleifenhälfte gegenseitig aufheben, in der anderen zur doppelten Stärke addieren.

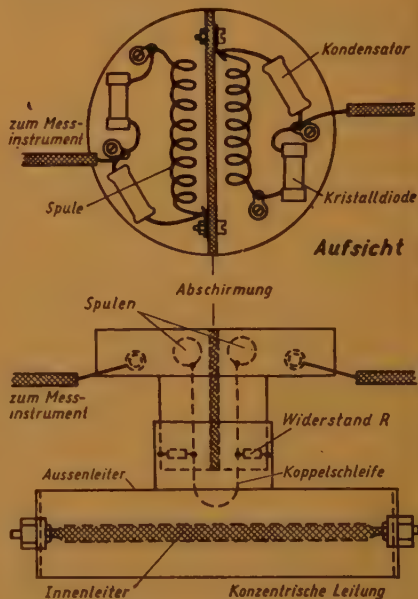


Abb. 3 Der Aufbau des Wattmeters mit Richtkoppler

In welcher Schleifenhälfte Auslöschung oder Verdopplung der Ströme eintritt, hängt von der Richtung der Energieströmung ab. Eine am Verbraucher reflektierte Welle wird gerade in der Schleifenhälfte Stromverdopplung verursachen, in welcher die hinfließende Welle Auslöschung bewirkt. Der Strom in der einen Schleifenhälfte ist somit ein Maß für den Energiefluß in der Welle zum Verbraucher, der Strom in der anderen Schleifenhälfte für die Energie der reflektierten Welle.

Abb. 2 zeigt die vollständige Schaltung des Meßgerätes; die zwei Selbstinduktionen L sind mit ihren Streukapazitäten auf die Mitte des Meßfrequenzbandes (bei dem Mustergerät 150 bis 250 MHz) abgestimmt und durch die Widerstände R

¹⁾ A. F. Boff: Power Meter and Mismatch Indicator, Wireless Engineer, Band 28, Nr. 336, September 1951, Seite 278.

stark gedämpft. Als Gleichrichter dienen Kristalldioden mit quadratischer Kennlinie, so daß die Meßinstrumente mit einem Meßbereich von 100 Mikroampere eine nahezu lineare Wattskala haben. Die beiden Meßinstrumente zeigen unmittelbar nach entsprechender Eichung die zum Verbraucher hinfließende und die vom Verbraucher reflektierte Energie an. Die Anzeige ist allerdings frequenzabhängig, weil die in der Schleife induzierte EMK mit der Frequenz wächst, jedoch läßt sich dieser Effekt genau berechnen und durch Korrekturen bei der Ablesung berücksichtigen.

Der Aufbau des Gerätes ist außerordentlich einfach, wie aus der Abb 3 hervorgeht. An einem kurzen Abschnitt einer konzentrischen Leitung ist seitlich eine runde Öffnung mit einem Rohransatz angebracht, in dem ein zweites Messingrohr, das die Koppelschleife trägt, zwecks Veränderung der Eintauchtiefe der Schleife in die Leitung verschoben und in beliebiger Stellung durch Klemmschrauben arretiert werden kann. Selbstinduktionen, Kondensatoren und Kristalldioden sind in einer flachen, runden Dose untergebracht, die auf dem Messingrohr befestigt ist. Ein Messingblech schirmt die beiden Hälften des Meßgerätes gegeneinander ab. Das hier beschriebene Mustergerät schlägt bei 10 Watt voll aus, doch kann der Meßbereich den jeweiligen Verhältnissen angepaßt werden. Dr. F.

(Umfang der Originalarbeit 4 Seiten.)

„Rudolf“ und „Michael“

Zur Entwicklung der Dezimeterwellen-Nachrichtentechnik bei Telefunken *)

Die bei Telefunken bereits frühzeitig einsetzende Entwicklung auf dem Dezimeter-Gebiet führte schon 1936 zu einem einsatzfähigen Gerät. Aus diesem entstand nach einigen Abwandlungen das während des Krieges sehr bekannt gewordene Richtfunkgerät „Michael“, von dem bis 1945 insgesamt 3540 Stück aufgelegt und 2370 Stück geliefert wurden. Dieses Gerät übertrug bei einer Wellenlänge von 60 cm entweder 3 Fernschreiben oder ein Gespräch.

Ein anderes Gerät „Rudolf“ war für 9 Gespräche und 1 Dienstgespräch ausgelegt. Von Februar 1943 bis April 1945 wurden von diesem Gerät 1225 Stück aufgelegt und 350 Stück geliefert.

Beide Geräte wurden als feste und fahrbare Anlagen geliefert und von der Luftwaffe zur Errichtung eines gewaltigen Nachrichtennetzes benutzt, das zur Zeit seiner größten Ausdehnung von El Alamein bis Kirkenes und von Biarritz bis Stalingrad reichte.

Rö.

*) W. Leisner; Telefunken-Zeitung Jg. 24. H. 92 (Okt. 1951), S. 168...170, 4 Bilder

BUCHBESPRECHUNG

John, S.:

Die Fernmessung I

100 S., 43 Abb.

kart. DM 10,50, geb. DM 12,50

Palm, A.:

Elektrostatische Meßgeräte

78 S., 84 Abb.

kart. DM 10,40, geb. DM 12,50

Verlag G. Braun, Karlsruhe

In der Reihe Wissenschaftliche Bücherei, Bücher der Meßtechnik, Abt. V, Messung elektrischer Größen, die von Herrn Prof. Dr.-Ing. Franz Möller, Technische Hochschule Braunschweig, herausgegeben wird, sind zwei Bände neu erschienen, und zwar in der Sonderreihe Anzeigende Meßgeräte. „Elektrostatische Meßgeräte“, von Obering, A. Palm und in der Reihe Fernmessung „Die Fernmessung I, Allgemeines und Verfahren für kürzere Entfernungen“ von Dipl.-Ing. S. John Obering. Palm hat nach einer Anregung von Prof. Möller die theoretischen Grundlagen der elektrostatischen Meßgeräte kurz behandelt. Er gibt eine außerordentlich geschickt zusammengestellte Übersicht der wichtigsten Meßgeräte.

S. John hat für den Betriebsfachmann in den Lastverteilerwerken, den Kraftwerken und überall dort, wo die Fernmeßtechnik ein unentbehrliches Hilfsmittel geworden ist, eine Übersicht zusammengestellt, nach der man sich über die in Frage kommenden Betriebsgrößen und die gebräuchlichen Fernmeßverfahren informieren kann. Beide Bände sind außerordentlich gut ausgestattet und übersichtlich angeordnet.

-t

Geck, Werner:

Physik — kurz und bündig

Dreifarbendruck, DM 6,80

Ernst Kamprath-Verlag, Coburg

Die „Skelette“ des Kamprath-Verlages wurden durch das Physik-Skelett vermehrt, das besonders für Radio-Techniker eine Fundgrube von kurzgefaßten physikalischen Grundsätzen enthält. In einer gedrängten Form werden übersichtlich die physikalischen Gesetze behandelt. Um sie etwas einprägsamer zu machen, erhielten sie eine kurze mathematische Ableitung. Die klare Gliederung des Stoffes in Mechanik, Wärmelehre, Schwingungen und Wellenlehre, Optik, Magnetismus und Elektrizitätslehre erleichtert das rasche Auffinden des gewünschten Begriffes.

Dürrwang, Dr. J.:
Radio-Technik — Theorie und Praxis

gebunden DM 12,—
Wept & Co. Verlag, Basel

Wenn ein Buch in der 5. Auflage erscheint, ist immer ein Beweis, daß es den Bedürfnissen seiner Leser gerecht wird. Der Verfasser hat ursprünglich aus dem Buch „Wissenswerte Kapitel aus der Radiotechnik“ seine „Radio-Technik in Theorie und Praxis“ gestaltet. In der vorliegenden 5. Auflage, die als erste der Nachkriegszeit im Dezember 1946 herausgekommen ist, sind alle die Techniken mitbehandelt, die während der Zeit von 1939 bis 1945 eine große Verbreitung erlangten und nun auch in der normalen Radiotechnik Anwendung finden. Besonders das Kapitel „Ultrakurz-, Dezimeter- und Zentimeterwellen“ geht auf diese Gedankengänge ein. Inzwischen sind allerdings so viel neue Erkenntnisse hinzugekommen, wie die Anwendung des UKW-Rundfunks in Deutschland als Ausgleich für die Wellensorgen auf dem Mittelwellengebiet, daß das Buch zu wenig umfangreich ist. Man würde sich eine wesentliche Erweiterung gerade dieses außerordentlich wichtigen Gebietes bei einer nächsten Auflage wünschen

Pitsch, Helmut:

Hilfsbuch für die Funktechnik

349 Seiten, 346 Abb. u. 60 Tab., DM 29,—
Akademische Verlagsgesellschaft
Geest & Portig K.-G., Leipzig

Der Verfasser ist bereits durch das „Lehrbuch der Funkempfangstechnik“, das im gleichen Verlag erschienen ist, als ein exakter Darsteller der großen Materie Funktechnik bekanntgeworden. Wir haben in FUNK UND TON Bd. 3 (1949), H. 6, S. 364, darüber eine ausführliche Besprechung veröffentlicht. Der Verfasser hat nun in dem vorliegenden Hilfsbuch die wichtigsten Formeln, Berechnungsanleitungen, Kurven usw. zusagen als Extrakt seines großen Buches zusammengestellt, sie entsprechend ergänzt und erweitert. So ist das Werk ein Hilfsbuch im wahren Sinne des Wortes. Es vermittelt dem Labor-Ingenieur und allen praktisch in der Hochfrequenztechnik arbeitenden Ingenieuren anschaulich die für die Praxis notwendigen wesentlichen Unterlagen. Da die Probleme so einfach, als es die Materie nur zuläßt, dargestellt sind, werden sich nicht nur Radio-Ingenieure, sondern auch fortgeschrittene Radiotechniker und Radio-mechaniker dieses Hilfsbuches bedienen.

Die Einteilung erfolgt in vier Hauptgruppen, und zwar 1. Grundlagen, 2. Schaltelemente, 3. Schaltungen, 4. Verstärkung und Empfang. Alle die vorgenannten Hauptkapitel sind reich unter-

teilt, so daß jedes Wissensgebiet sehr rasch nachgeschlagen werden kann. Man hätte sich vielleicht noch gewünscht, daß das alphabetische Stichwortverzeichnis noch wesentlich ausführlicher geworden wäre, da gerade für den einfachen Praktiker der Wert eines Hilfsbuches dadurch gesteigert wird. R

Ibing, H. K.:

Das neue Fernseh-Buch

227 Seiten, 110 Abb.

Staufen-Verlag Köln u. Krefeld, 1950

Richter, Heinz:

Fernsehen für alle

262 Seiten, 127 Abb. und 17 Tafelbilder

Franck'sche Verlagsbuchhandlung Stuttgart, 1951

Es ist verständlich, daß das Fernsehen, das nunmehr auch in Deutschland Wirklichkeit geworden ist, ausgiebig ausgewertet wird. Die Verfasser der beiden genannten Bücher haben es sich zur Aufgabe gestellt, das gesamte Gebiet des Fernsehens leicht verständlich darzustellen und stützen sich vor allem auf Veröffentlichungen, die vor 1939 in Deutschland und jetzt in amerikanischen Zeitschriften und Büchern gebracht wurden.

Beide wenden sich an HF-Techniker, die zwar über das Fernsehen im allgemeinen informiert sind, aber nicht den modernen Stand des Fernsehens genau kennen, und die sich schnell über dieses neue Fachgebiet der HF-Technik unterrichten wollen. Aber auch der fortgeschrittene Amateur und der an technischen Dingen interessierte Laie werden manches Kapitel darin finden, das für sie von Wichtigkeit ist. Beide Bücher sind ausgezeichnet bebildert, wobei man vielleicht bei dem Buch des Staufen-Verlages die nicht gleichmäßige Wiedergabe der Bildgröße bemängeln könnte.

Merten, Dr. Ing. R.:

Hochfrequenztechnik und Weltraumfahrt

Im Auftrage der Gesellschaft für Weltraumforschung e.V., 116 Seiten, 65 Abb., Kart. DM 7.—

Es ist zu begrüßen, daß der Verlag S. Hirzel, Stuttgart—Leipzig-Zürich, acht der wichtigsten Vorträge über hochfrequenztechnische Probleme der Weltraumfahrt, die auf der 4. Jahreshauptversammlung der Gesellschaft für Weltraumforschung in Stuttgart im Januar 1951 gehalten worden sind, nunmehr in einem handlichen Band herausgebracht hat.

Mit den auf Magnetofonband festgehaltenen Original-Vorträgen und den sich anschließenden Diskussionen, ist es Interessenten insbesondere aus Wissenschaft und Wirtschaft möglich gemacht,

n dieses Spezialgebiet Einblick zu gewinnen. Weitere Veröffentlichungen bedeutender Hochfrequenzfachleute sollen der ersten Darstellung dieses Sondergebietes folgen.

Der Vortrag von Dr. rer. techn. W. Dieminger leitet aus den Kenntnissen über den Zustand der Ionosphäre, — Gasdruck, Gaszusammensetzung, Temperatur, Ionisation, Wind und Meteore betreffend, — Richtlinien für den Bau und die Ausrüstung eines Weltraumfahrzeuges ab. Als brauchbarer Wellenbereich dürfte sich der Raum zwischen 3 cm und 1 m erweisen, da die abschirmende und ablenkende Wirkung der Ionosphäre sich auf Wellen oberhalb 1 m erstreckt und die niedere Atmosphäre unterhalb 3 cm zu absorbieren beginnt. — Zum anderen erwartet die Ionosphärenforschung durch Beobachtungen vom Raumschiff aus eine Erweiterung der Kenntnisse z.B. über Gasverteilung, extraterrestrische Strahlung, Ionisierungsverlauf zwischen E- und F-Schichten, usw. Die anschließende Diskussion erörtert Probleme der totalen Reflexion der normalen E- und F-Schichten, die Wolkanstruktur der Ionosphäre, Echolotungen bei Raketenanflug, den Nachweis des Meteorstaubes durch Kratzspuren an Raketen und anderes.

Da die Übertragung längerer Wellen durch die Ionosphäre versperrt ist und auch die Antennenverhältnisse im beschränkten Raumschiff auf kürzere Wellen hindrängen, behandeln die folgenden Vorträge den Stand der Zentimeterwellentechnik, die Funknavigation mit cm-Wellen und das Antennenproblem für Raumfahrzeuge. Das schwierige Problem der Ortung eines Raumschiffes wird ebenfalls aufschlußreich behandelt wie die Aufgabe der Nachrichtenübertragung von der Erde zum Raumschiff, die mit Hilfe großer Bodenstationen gelöst erscheint.

Die drei letzten Vorträge behandeln die Steuerung von Raumschiffen und ihre Stabilität, die Mechanik einer Außenstation und die Funkverbindung mit ihr. Besonders interessant erscheint die Frage der Fernsteuerung, die mit der Fernsteuerung einer liegenden V-2-Rakete verglichen wird. Die Differentialgleichungen der Fernsteuerung werden ebenso wie die Nyquist-Diagramme erörtert. Obwohl die Geschwindigkeit der Rakete und die Dichte der umgebenden Luft sich in weiten Grenzen ändert, wird mit einer stabilen Regelung gerechnet. Den Abschluß bildet ein Vortrag über Geschwindigkeitsmessungen nach dem Dopplerprinzip und ihre Anwendung für Flugweitensteuerungen und Höhenvermessungen, wie sie beispielsweise mit der V-2 erprobt wurde.

Das Buch ist mit ausgezeichneten Abbildungen ausgestattet. Jeder Vortrag schließt mit einer persönlichen Literaturangabe. M-K.



STEINLEIN HOCHKONSTANT NETZGERÄTE

*Normaltypen für Nieder- und Hochspannungen
Lastunabhängig-Innenwiderstand 1 Ohm*

HK-Geräte mit Vielspannung
*Spezialgeräte und Anlagen
in Sonderfertigung*

PETER STEINLEIN
*Regler- u. Verstärker-Stromversorgung
Düsseldorf-Erkratherstr. 120 Tel. 11781*

FACHZEITSCHRIFTEN

von hoher Qualität

FUNK-TECHNIK

Radio • Fernsehen • Elektronik

FUNK UND TON

Monatsheft für Hochfrequenztechnik
und Elektroakustik

LICHTTECHNIK

Beleuchtung • Elektrogerät
Installation

PHOTO-TECHNIK UND -WIRTSCHAFT

Organ des Verbandes
der Deutschen Photographischen
Industrie e.V.

KINO-TECHNIK

Schmalfilmkino • Filmtechnik
Lichtspieltheater

KAUTSCHUK U. GUMMI

Zeitschrift für die Kautschuk- und
Asbestwirtschaft, Wissenschaft und
Technik

Probehefte kostenlos

**VERLAG FÜR
RADIO-FOTO-KINOTECHNIK GMBH.
HELIOS-VERLAG GMBH.**

Berlin-Borsigwalde (Westsektor)

PRÄZISIONS-MESSGENERATOR

KLIRRFAKTOR-MESSGERÄT

PEGELSENDER

PEGELMESSER



WANDEL u. GOLTERMANN

RUNDFUNK- UND MESSGERÄTE REUTLINGEN/WÜRTT.

Für die Planung und Entwicklung von Netzanschlußgeräten und Stromversorgungsanlagen für Verstärkerämter wird

ein Ingenieur

möglichst mit Erfahrungen auf diesem Gebiet, von süddeutscher Firma gesucht.

Bewerbungen mit Zeugnisabschriften, Lichtbild, Angaben der Gehaltsforderung u. frühestem Eintrittstermin erbeten an (US) P. P. 4542.

Physiker

(HF) jahrelang einer techn. Redaktion angehörend, vertraut mit Patentwesen, fremdsprachlich befähigt, sucht passenden Wirkungskreis unter P. N. 4541

BESTELLSCHEIN

Liefern Sie aus dem

VERLAG FÜR RADIO-FOTO-KINOTECHNIK
GMBH., BERLIN-BORSIGWALDE

_____ Expl **Handbuch für Hochfrequenz- und Elektro-Techniker**

zum Preise von DM-W 12,50 spesen- und portofrei durch Nachnahme

Name: _____

Datum: _____

Genaue Anschrift: _____